

КОНВЕКТИВНЫЕ ЯЧЕЙКИ: ТРИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ТЕОРИИ ОПЫТОВ БЕНАРА

Е. Д. ЭЙДЕЛЬМАН

Санкт-Петербургская химико-фармацевтическая академия

CONVECTIVE CELLS: THREE SUCCESSIVE APPROXIMATIONS OF THE THEORY OF BENART'S EXPERIMENTS

E. D. EIDELMAN

The modern structure of the free convection excitation processes theory is given. The classical experiments of the observations of the beginning of the convective cells, Benart's experiments, which have demanded three ideas for the theory formulation are noted. Every idea is based on the examination of its own mechanism of the excitation. Any of these mechanisms has its own way of transforming outside heat into energy of a gas or liquid.

Изложено современное состояние теории процессов возбуждения свободной конвекции. Для объяснения классических опытов по наблюдению возникновения конвективных ячеек – опытов Бенара использованы три идеи, каждая из которых основана на рассмотрении своего механизма возбуждения при сохранении принципа преобразования теплоты от внешнего нагрева в энергию газа или жидкости.

www.issep.rssi.ru

1. ВВЕДЕНИЕ. ЧЕМУ УЧАТ ШКОЛЬНИКОВ О КОНВЕКЦИИ

С конвекцией — ячеистым движением среды, возникающим под действием нагревания и переносящим тепло, учащиеся знакомятся в 8-м классе. Уже здесь учат различать естественную или свободную конвекцию и конвекцию вынужденную. Ниже речь будет идти только о свободной конвекции. В школьном учебнике приведен рисунок (рис. 1), на котором изображено движение воздуха, исходящего от батареи отопления. Перед мысленным взором ученика выявляются невидимые замкнутые потоки, уносящие вверх от батареи теплый воздух и приносящие к батарее снизу воздух холодный. Такое движение называется конвективным, а замкнутые потоки образуют ячейку конвекции.

У любознательных учеников возникают естественные вопросы.

1. Почему батареи отопления расположены у пола, а не у потолка комнаты? Ведь на полу можно было бы поставить мебель или просто было бы просторнее.

2. Как сделать комнату такой, чтобы конвекция происходила наилучшим образом, то есть чтобы в комнате было тепло, но при этом расходовалось поменьше топлива?

Когда автору доводилось рассказывать эту тему учащимся средней школы, то всегда делались две демонстрации. Во-первых, большая стеклянная колба нагревалась на плитке. Если использовать теневую проекцию, то видны возникающие вдруг замкнутые потоки движущейся жидкости. Такой опыт рекомендуется и в учебнике. Во-вторых, в обычное ведро (а лучше в стеклянную колбу от аквариума) сверху помещали электрический спиральный нагреватель. Ведро (или нагреватель) должны быть таких размеров, чтобы ниже уровня нагревателя был порядочный (сантиметров 10–15) слой воды. И в первом и во втором случае можно довести жидкость до кипения. Полезно обратить внимание учащихся, что в первом случае вся колба горячая, а во втором вода сверху кипит, а дно холодное, и уж

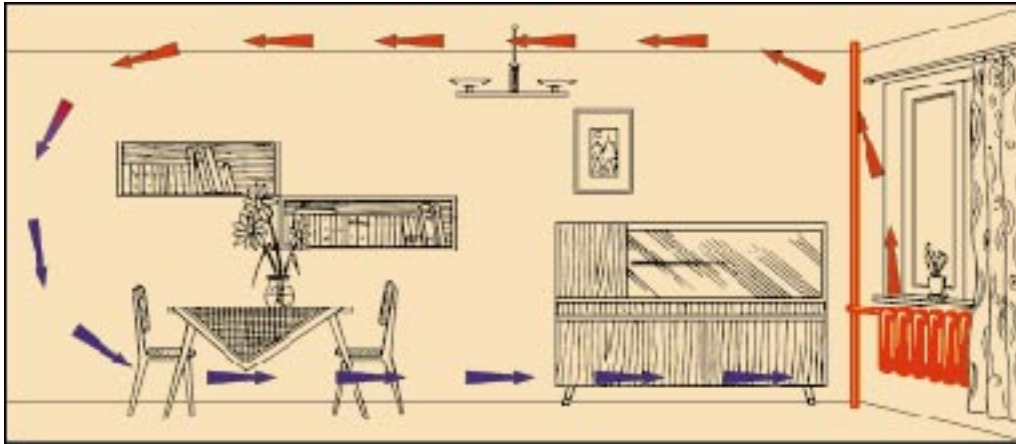


Рис. 1. Свободная конвекция в жилой комнате. Рисунок заимствован из школьного учебника физики

во всяком случае кипения там нет! Из простейших демонстраций можно сделать фундаментальный вывод — конвекция возникает лишь при подогреве снизу! Именно поэтому батареи отопления расположены у пола и повесить их повыше нельзя. Самое же эффективное отопление — это подогреваемые полы! Это и есть ответы на вопросы любознательных учащихся.

2. ЧЕМУ УЧАТ СТУДЕНТЫ О СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ. ТЕОРИЯ РЭЛЕЯ — ПЕРВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ

С процессом возникновения свободной конвекции студенты должны знакомиться в курсе общей физики при изучении свойств жидкостей. В курсе общей физики часто приводится (рис. 2) одна из великолепных фотографий — соты, ячейки конвекции, полученные Бенаром (H. Benard) на рубеже XIX и XX веков (точнее, в 1900 году). Бенар проводил свои опыты с тонкими (толщиной до 0,5 мм) горизонтальными слоями спермацета (кашалотового воска), налитого на стальной лист и открытого сверху. Именно после опытов Бенара любые ячейки конвекции часто именуют ячейками Бенара. Опыты Бенара произвели глубокое впечатление на современников. Так, Рэлей предпринял свои теоретические исследования свободной конвекции, ознакомившись «с интересными результатами, полученными в точных и искусных экспериментах Бенара». Приведенная выше цитата открывает статью Рэля (1916 год), которую обычно излагают студентам-физикам. Напомним эти элементы курса общей физики.

В поле сил тяжести ρg жидкость, имеющая плотность ρ , находится в механическом равновесии, если сила тяжести уравновешена избытком (градиентом ∇)

давления $\rho \vec{g} = \nabla p$. В такой среде может отсутствовать макроскопическое движение даже при переменной вдоль жидкости температуре T . Ясно, однако, что такое равновесие при некотором нагреве $A = |\nabla T|$ станет неустойчивым. Равновесие будет неустойчивым при выполнении определенного условия — условия возбуждения. Если это условие выполняется, то в жидкости появляются и нарастают беспорядочные, флуктуационные течения, которые, развиваясь, приводят к перемешиванию жидкости и установлению в ней стационарного движения и другого распределения температуры. Такое движение и есть свободная конвекция.

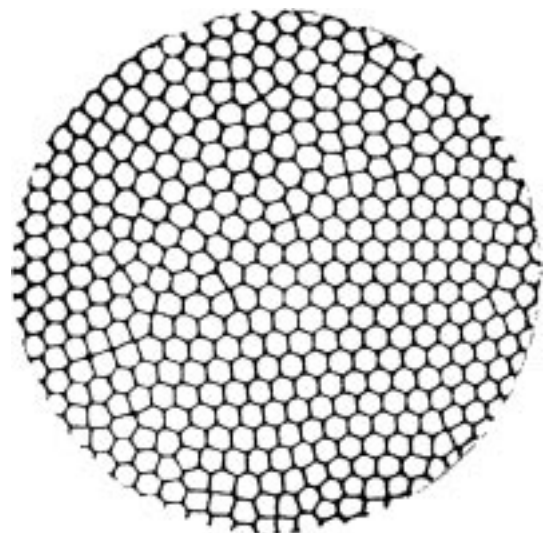


Рис. 2. Ячейки Бенара в спермацете. Репродукция одной из оригинальных фотографий Бенара (1900 год)

Представим себе, что некоторый элемент жидкости случайно имеет флуктуационную скорость v . Тогда он, перемещаясь, создает поток тепла $\rho C_p v A$ (C_p – теплоемкость жидкости при постоянном давлении). Из-за потока тепла возникает флуктуация T_1 – малое отклонение температуры от той, которая была в данном месте в неподвижной среде. Действительно, такой поток должен уравниваться потоком, связанным с теплопроводностью $\rho C_p \kappa \Delta T_1$. Обозначено: κ – коэффициент температуропроводности, а $\rho C_p \kappa$ – коэффициент теплопроводности. Знаком оператора Лапласа Δ обозначен расход (дивергенция) избытка (градиента). При оценках по порядку величины можно полагать $\Delta \approx \approx 1/h^2$, где h – характерный размер флуктуационного движения. Это подтверждают и соображения, основанные на анализе размерностей. Поэтому найдем, что возникает малое отклонение температуры $T_1 \approx v A h^2 / \kappa$.

Кроме того, нагрев жидкости приводит к ее тепловому расширению, характеризуемому коэффициентом $\beta = -(1/\rho) \partial \rho / \partial T$. Если нагретый элемент жидкости смещается, то он оказывается в области с другой температурой, и, следовательно, возникает избыточная сила (сила плавучести) $\rho \beta T_1 g$, представляющая собой превышение архимедовой силы, действующей на нагретый элемент жидкости, над силой тяжести. Так как $\beta > 0$, то неустойчивость, возникновение движения в принципе возможно, только если более холодные слои находятся выше горячих, то есть если нагрев происходит снизу. Если бы нагрев проводился сверху, то сила плавучести возвращала бы более нагретый элемент обратно в более нагретые области, то есть равновесие было бы всегда устойчивым. Таким образом, возбуждение конвекции силой плавучести возможно только при подогреве снизу. Поэтому силу плавучести часто называют подъемной силой.

Чтобы равновесие нарушилось, сила (плотность силы) $\rho \beta T_1 g$ должна превысить силу (плотность силы) вязкости $\rho \nu \Delta v$ (ν – коэффициент кинематической вязкости, а обычный коэффициент вязкости $\rho \nu$). Сравнивая эти силы между собой, получим, что необходим нагрев A , обеспечивающий выполнение условия $\rho \beta g A h^4 > > \rho \nu \kappa$. Это необходимое условие возникновения свободной конвекции под действием силы плавучести (условие Буссинеска). Реально сила плавучести должна превысить диссипативные силы во много раз.

Далее решение дает зависимость внешних параметров, например нагрева, определяемого температурой горячей T_h и холодной T_c граничных поверхностей слоя $A = (T_h - T_c) / h$ от волнового вектора $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, где $k_x^2 = k_x^2 + k_y^2$. Неустойчивость возникает при условии, что мнимая часть частоты $\omega = \omega' + i\omega''$ обращается в нуль. В результате возникает дисперсионное уравнение

$$-k^2(k^2 - i\omega)(k^2 - i\omega \text{Pr}) \mp \text{Ra} k_{\perp}^2 = 0.$$

Здесь все величины безразмерные. Введены единицы длины h (толщина слоя) и времени h^2/ν . Верхний знак соответствует подогреву сверху, а нижний – снизу. Параметр $\text{Pr} = \nu/\kappa$ – число Прандтля.

Нагрев входит в число Рэлея

$$\text{Ra} = \frac{\rho \beta g A h^4}{\rho \nu \kappa},$$

определяющее область существования нетривиальных решений с инкрементом возрастания больше нуля. Это число показывает отношение подъемной силы (силы, создающей неустойчивость) к силам диссипации.

Удовлетворив требованиям однородности граничных условий, получим характеристическое уравнение. Оказывается, существуют такие граничные условия (свободных и изотермических границ), что, приняв их, можно получить удобное для качественного анализа возникающих эффектов значение $k_z = \pi$. Двойная задача на собственные значения при этом не решается. Симметрия возникающей ячейки (вдоль слоя имеется трансляционная симметрия) определяется минимизацией числа Ra как функции $w = k_z^2/k_{\perp}^2$.

Для обычной конвекции имеем условие возбуждения

$$\text{Ra} > \text{Ra}^* = \frac{27}{4} \pi^4 \approx 660 \quad \text{при} \quad w = \frac{1}{2}. \quad (1)$$

Неустойчивость возникает лишь при подогреве снизу ($\beta > 0$). Нарастание происходит аperiodически.

При других типах граничных условий нужно проводить численное решение. Пороговое значение Ra^* при этом возрастает, но запрета на возбуждение появиться не может. Качественные условия сохраняются.

Изложенная выше теория Рэлея объяснила основной массив наблюдательных и экспериментальных фактов, известных в то время. Теорию Рэлея по праву можно считать первым приближением теории, описывающей конвективные явления, но опытов Бенара она не объяснила.

3. ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОНВЕКЦИИ – ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ

Да, теория Рэлея не объяснила результаты экспериментов Бенара, хотя многие выпускники вузов, и учителя физики в том числе, часто получают другое впечатление. Но это не так!

Сравним теорию и эксперимент несколько подробнее. Что, собственно, сравнивается?

Во-первых, сравнивают отношения размеров ячейки вдоль и поперек слоя. Это отношение легко определить в эксперименте — нужно измерить размер ячейки (диагональ) по фотографии l и разделить его на толщину слоя h . В теории отношение размеров ячейки l/h легко вычислить по числу w . Действительно, в w входит волновой вектор $k_{\perp} = 2\pi h/l$. Отсюда следует, что $w = 4h^2/l^2$. В соответствии с теорией Рэлея (см. формулу (1)) $w = 0,5$, и тогда получается $l = 2\sqrt{2}h$. Это соотношение в опытах Бенара довольно хорошо выполнялось. Конечно, фотографии Бенара соответствовали развитой конвекции, а теория описывает конвекцию в момент возбуждения, но характеристики конвекции, заложенные в момент возбуждения, хорошо сохраняются и далее в установившемся стационарном движении.

Во-вторых, сравнивают нагрев A . В эксперименте этот нагрев определяют по измерениям температур горячей T_h и холодной T_c границ, а в теории — из величины Ra^* , вычисленной при соответствующих граничных условиях ($Ra^* \approx 900$). Так вот величина A , определенная по измерениям, сделанным в эксперименте, и вычисленная теоретически, никак не совпадала (отличие примерно в 100 раз). Кстати, впервые (в 1939 году) на несоответствие теории Рэлея опытам Бенара обратил внимание наш соотечественник В. Волковьеский, эмигрант первой волны, работавший тогда в Париже.

Для объяснения опытов Бенара потребовалась новая идея, был предложен новый механизм возбуждения. Для этого оказалось необходимым понять, что в опытах Бенара использовался не просто горизонтальный слой, а тонкий горизонтальный слой. Важным оказалась не горизонтальность, а именно тонкость. Важным оказалось и то, что граница жидкости сверху была свободная (воздух), ведь на свободной границе жидкости, как известно, действует сила поверхностного натяжения. Как это часто бывает, идея пришла совсем из другой области — из наблюдений за окрашиванием горячих поверхностей. Марангони (P. Marangoni) впервые обратил внимание, что независимо от расположения, то есть на вертикальной поверхности, так же как и на горизонтальной, на достаточно горячей поверхности возникают ячейки движения, подобные ячейкам Бенара. На вертикальной поверхности сила Архимеда действовать не могла! Такие ячейки стали называть ячейками Марангони.

Для качественного объяснения возникновения ячеек Марангони представим себе возмущение равновесия жидкости, при котором ее нагретый элемент всплывает на свободную (!) поверхность. Коэффициент поверхностного натяжения α у нагретой жидкости будет α_h , а у холодной — соответственно α_c . Известно, что коэффициент поверхностного натяжения с ростом

температуры уменьшается, поэтому $\alpha_c > \alpha_h$. Таким образом, на всплывший элемент жидкости будет действовать сила, пропорциональная разности $\alpha_c - \alpha_h$, которая направлена от всплывшего (горячего элемента) и вызовет растекание нагретой жидкости. Растекание приведет (в силу неразрывности жидкости) к подъему из глубины новых — тоже нагретых — элементов жидкости.

Сила, пропорциональная величине разности

$$\alpha_c - \alpha_h = -\frac{d\alpha}{dT}(T_h - T_c) = -\sigma dT,$$

называется термокапиллярной силой, а коэффициент σ — температурным коэффициентом поверхностного натяжения. Таким образом, термокапиллярные силы (при подогреве снизу) приводят к развитию начального возмущения.

Объяснение образования ячеек Бенара на основе механизма, приводимого в действие термокапиллярной силой, дал впервые Пирсон (G.K.A. Pearson, 1958 год). Это и было второе приближение теории, объясняющей возникновение ячеек конвекции в опытах Бенара.

Была решена задача о возбуждении ячеистого движения термокапиллярным эффектом. Этот эффект порождается температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения. Механизм его действия характеризуется числом Марангони

$$M = \frac{\sigma A h^2}{\rho \nu k}.$$

Физический смысл числа M такой же, как и числа Рэлея: оно показывает, во сколько раз сила, создающая неустойчивость, то есть сила поверхностного натяжения, превышает диссипативную силу.

Действительно, представим себе, что некоторый элемент жидкости выходит на поверхность жидкости. На него действуют избыточная (термокапиллярная) сила (плотность силы) $\sigma \Delta T_1$. Конечно, если поверхность находится при более высокой температуре, чем вышедший туда элемент жидкости, то эта сила стремится вернуть его обратно (так как $\sigma > 0$) и равновесие всегда устойчиво. При более холодной поверхности жидкости эта сила приводит к неустойчивости, если она может преодолеть силу вязкости.

Сравнивая $\sigma \Delta T_1$ с $\rho \nu \Delta v$, получаем, что необходим нагрев A , обеспечивающий значение $M > 1$. Это необходимое условие есть аналог условия Буссинеска для возбуждения неустойчивости силой плавучести. Подчеркнем, что механизм возникновения неустойчивости, приводимый в действие термокапиллярной силой, не действует при нагреве со свободной поверхности, на которой эта сила только и возможна.

Сформулируем достаточные условия возбуждения. Термокапиллярная сила действует на свободной, но не изотермической поверхности, и поэтому соответствующая краевая задача решается численно. Порог возбуждения определяется значением критерия

$$M > M^* \approx 80 \text{ при } w \approx 0,5, \quad (2)$$

если граница $z = h$ свободная и теплоизолированная, а нижняя $z = 0$ — граница с твердым массивом. Возбуждение опять-таки возможно лишь при подогреве снизу (от твердого массива) ($\sigma > 0$) и нарастает аperiodически.

Сравнение экспериментов Бенара с теорией Пирсона показало вполне удовлетворительное совпадение нагрева A , определенного по результатам измерений и вычисленного теоретически из значений числа M^* (см. формулу (2)). Нашло объяснение и хорошее совпадение экспериментального и вычисленного по теории Рэлея значений отношения размеров ячейки l/h . Это произошло в силу случайного совпадения величины w как в теории Рэлея (см. (1)), так и в теории Пирсона (см. (2)). Оценки показывают, что механизм, основанный на термокапиллярном эффекте, преобладает при $h < 2$ мм. Напомним, что в опытах Бенара $h \approx 0,5$ мм.

4. ТРЕТЬЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ — ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ

Таким образом, со второй попытки опыты Бенара получили удовлетворительное объяснение. Отметим, что если теория Рэлея, автора, прославленного многочисленными другими теориями, была сразу и безоговорочно принята, то теория Пирсона признавалась с трудом. Была даже заметка в очень авторитетном журнале “Nature”, что, мол, «все это подозрительно». На сегодня теория, основанная на рассмотрении термокапиллярного механизма, общепринята, однако в учебники общей физики ее изложение не вошло (автору неизвестно). При всем различии объектов, рассматриваемых теорией Рэлея, — толстые, «метеорологические» слои и теорией Пирсона — тонкие, «лакокрасочные» слои, обе эти теории объединены фундаментальным положением: конвективные ячейки не возникают при нагреве сверху (со свободной поверхности). В последние десятилетия, однако, стали наблюдать (фотографировать) конвективные течения, ячейки конвекции и при нагреве со свободной поверхности (сверху). Такое явление наблюдается при плавлении твердых тел лазерным излучением. Конечно, в реальном эксперименте конвекция происходит наряду с другими течениями, главное из которых есть истечение образующегося пара и продуктов горения, но в некоторых опытах, особенно в экспериментах по легированию сталей и по получению полупроводниковых сплавов, конвективные ячейки явно присутствуют. Подчеркнем, что конвективное

движение возникает в этом случае именно при нагревании сверху, со свободной поверхности. Рассмотренные выше механизмы возбудить такие движения не могут.

Новая идея пришла опять-таки из другого раздела физики — из электростатики. Известно, что на электрические заряды в электрическом поле действует сила. Эта сила вполне способна привести заряженную жидкость в движение. Исследование таких движений, в частности и ячеек, составляет предмет электрогидродинамики. Смысл в том, что и заряд, и поле могут возникнуть под действием одной и той же причины — нагрева.

Электрическое поле E возникает при нагревании как результат термоэлектрического эффекта $E = \gamma A$, где γ называют коэффициентом термоэлектродвижущей силы или сокращенно коэффициентом термо-эдс. Если жидкость имеет достаточно ярко выраженные диэлектрические свойства, характеризующиеся коэффициентом диэлектрической проницаемости ϵ , то в ней при нагреве в результате поляризации появится и некоторый заряд. Сила, действующая на этот заряд во «внешнем» поле γA , будет приводить в действие механизм возбуждения.

Автор (совместно с И.В. Иоффе) предпринял исследование термоэлектрического механизма возбуждения, который характеризуется безразмерным числом

$$E = I^2 = \frac{\epsilon \gamma^2 A^2 h^2}{\rho \nu \kappa}.$$

Физический смысл этого числа подобен смыслу чисел Рэлея Ra и Марангони M . Число E показывает отношение электрической силы, возникающей при нагреве, к диссипативной. Так же как подъемный и термокапиллярный механизмы, термоэлектрический может приводить к неустойчивости жидкости и возникновению ячеистого движения. При этом возможно возбуждение и при нагреве сверху, а кроме ячеек скорости возникают структуры электрического поля.

Пусть в неравномерно нагретой жидкости возникла флуктуация температуры T_1 . Тогда при возможности термоэлектрического эффекта появляются электрическое поле $\gamma \nabla T_1$ и электрический заряд $\epsilon \gamma \Delta T_1$. Термоэлектрическое поле, обусловленное неравномерностью нагрева γA , действует на флуктуационный заряд и создает силу, равную $\epsilon \gamma^2 A \Delta T_1$. Эта объемная сила может привести жидкость в движение, если преодолеет силы диссипации $\rho \nu \kappa \Delta T_1 / A$. Отношение термоэлектрической силы к диссипативной и есть число E . Условие $E > 1$ есть аналог условия Буссинеска.

Термоэлектрическая сила, так же как и подъемная, является объемной. Для жидких полупроводников можно дать точное решение задачи о возбуждении в слое жидкости со свободными изотермическими гра-

ницами при учете как подъемного, так и термоэлектрического механизма возбуждения.

Доказано, что конвекция возникает аperiodически, а решение задачи на собственные значения приводит к условиям возбуждения

$$-k^6 \mp \text{Ra} k_{\perp}^2 + E k^2 k_{\perp}^2 = 0.$$

В случае чисто термоэлектрического механизма возбуждения неустойчивость наступает, если

$$E > E^* = 4\pi^2 \approx 40, \quad I > I^* = 2\pi \approx 6,3 \quad \text{при } w = 1. \quad (3)$$

Возбуждение возможно при любом направлении нагрева, в том числе при нагреве сверху. Качественно это можно понять так, что возникающая флуктуация температуры T_1 вызывает флуктуацию термоэлектрического поля $\vec{E}_1 = \gamma \nabla T_1$, которое приводит к возникновению объемного заряда en_1 . На такой заряд во «внешнем» термоэлектрическом поле γA и действует сила $en_1 \gamma A$. Эта сила может привести жидкость в движение, если она в необходимое число раз (в E^* раз) превышает силу диссипации.

При уменьшении толщины слоя происходит смена механизма возбуждения, приводящая к скачкообразному изменению размеров возникающей ячейки. Такой переход есть фазовый переход второго рода при «мягком» режиме возбуждения.

Результаты расчетов по возбуждению ячейистого движения с учетом термоэлектрической силы представлены на рис. 3–5.

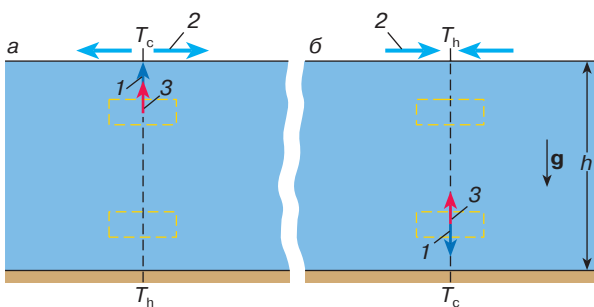


Рис. 3. Пленка жидкости, обладающая термоэлектрическими свойствами при нагреве снизу (а) и сверху (б): 1 – подъемная сила (сила плавучести), разность архимедовой силы и силы тяжести; 2 – сила поверхностного натяжения (термокапиллярная сила); 3 – термоэлектрическая сила (электростатическая). Видно, что при нагреве сверху неустойчивость может быть возбуждена только термоэлектрической силой

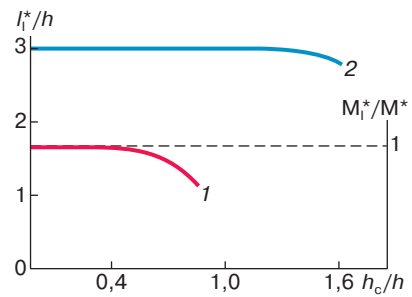


Рис. 4. Облегчение условий возбуждения ячейистого движения термокапиллярными силами (ячеек Марангони) за счет действия термоэлектрических сил (подогрев снизу): 1 – зависимость необходимого для возбуждения числа Марангони M_1^* , характеризующего совместное действие сил при преобладании термокапиллярной силы; 2 – изменение продольного размера ячейки l_1^* , возникающего при возбуждении (подобный ход зависимостей будет и при возбуждении рэлеевской конвекции)

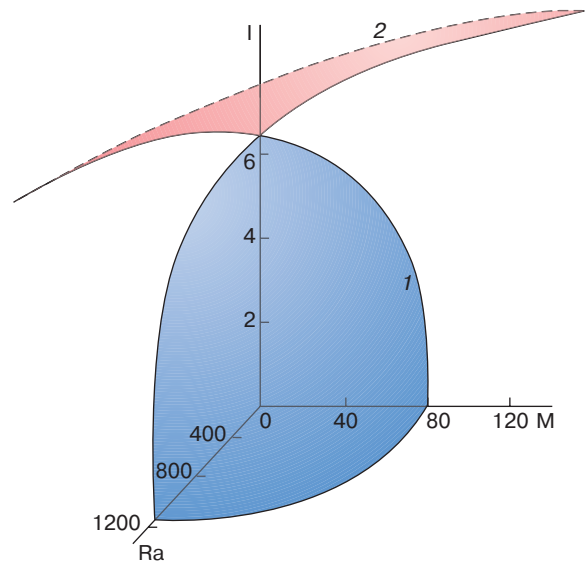


Рис. 5. Поверхности нейтральной устойчивости, когда силы плавучести, поверхностного натяжения и термоэлектрические действуют в жидком слое все вместе. Поверхность 1 около начала координат соответствует подогреву снизу, поверхность 2, уходящая вверх, – подогреву сверху. Поверхности построены в условиях, наиболее близких к имеющимся на опыте

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. СОВРЕМЕННАЯ ТОЧКА ЗРЕНИЯ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Жидкий кашалотовый воск (спермацет), с которым проводил свои эксперименты Бенар, проявляет полупроводниковые свойства. Отсюда следует, что учет

влияния термоэлектрического механизма в самых тонких, экспериментально исследованных слоях ($h \approx 10h_c \approx 0,1$ мм) можно провести на основе решений задач, приведенных выше, и найти, что $M \approx M^*(1 - 0,4E)$. В условиях опыта $E \approx 0,1$. Изменение числа M составляет всего несколько процентов. Мало и изменение соотношения размеров l/h ячейки, возникшей в момент возбуждения.

Хотя изменения, вносимые влиянием термоэлектричества, малы, они улучшают согласие теории и эксперимента. Таким образом, три рассмотренных приближения теории можно рассматривать как последовательные шаги в познании конкретного явления образования ячеек в расплавленном спермаците.

Главное, однако, в том, что углубление понимания конкретного явления сопровождалось резким расширением понимания других явлений, связь которых с возбуждением ячеек движения в спермаците вовсе неочевидна. Наблюдения ячеек Бенара послужили основой широчайшего обобщения, целой новой концепцией. Эта концепция утверждает, что если есть внешний источник энтропии (например, нагрев), то стандартным состоянием среды являются пространственно-периодические структуры. Раздел науки, изучающий такое структурирование, называется синергетикой. Речь идет об изучении и описании коллективных явлений, которые наблюдаются при переходе от неупорядоченных систем к упорядоченным и обратно. Общая черта рассматриваемых явлений состоит в том, что, по мере того как система усложняется (нагревается), она приобретает такие феноменологические особенности, которые трудно обнаружить, изучая более простые подсистемы. В данном случае архимедовские и термокапиллярные механизмы (подсистемы) усложнены наложением термоэлектрической подсистемы, что приводит к новой технологической возможности — возможности передачи теплоты ячеистым движением при подогреве сверху.

Изложенные результаты исследования условий возбуждения электрической конвекции применимы к широкому спектру сред с различными механическими

и электрическими свойствами. К настоящему времени исследованы только некоторые из этих сред (жидкие, полупроводники и полуметаллы, некоторые типы жидких кристаллов, биполярные среды и т.п.). Другие среды, например пористые среды, газожидкостные смеси и многие другие, еще предстоит изучить с применением изложенной выше методики исследования взаимодействия гидродинамических и электрических свойств.

С дальнейшими подробностями рассмотренных проблем можно познакомиться по обзору [1], там есть и ссылки на оригинальные работы. Основы электрогидродинамики изложены в [2]. С общей точкой зрения на проблемы порядка и беспорядка можно ознакомиться по работам [3–5].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Эйдельман Е.Д.* Возбуждение электрической неустойчивости нагреванием // *Успехи физ. наук.* 1995. Т. 165, № 11. С. 1279–1295.
2. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие гидродинамических и электрических полей. М.: Наука, 1979. 319 с.
3. *Карери Дж.* Порядок и беспорядок в структуре материи. М.: Мир, 1985. 230 с.
4. *Климонтович Ю.Л.* Введение в физику открытых систем // *Соросовский Образовательный Журнал.* 1996. № 8. С. 109–116.
5. *Осипов А.И.* Термодинамика вчера, сегодня, завтра. Ч. 2. Неравновесная термодинамика // Там же. 1999. № 5. С. 91–97.

Рецензент статьи Д.И. Трубецков

* * *

Евгений Давидович Эйдельман, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики Санкт-Петербургской химико-фармацевтической академии. Автор более 100 научных работ, в основном по теории свободной конвекции и объяснению явлений, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с расплавом, а также статей по объяснению происхождения вращения галактик, генерации магнитного поля звезд, конформации макромолекул, работ по методике преподавания физики. В 1971–1991 годах в качестве основной работы преподавал физику в школе.