

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 551.465

Е. Ю. Жданова

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА
ДВИЖУЩЕЙСЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ
ВОЛНЫ

Известно, что при воздействии на жидкость движущейся температурной волны в жидкости возникают индуцированные стационарные потоки, совпадающие по направлению с движением температурной волны [1, 2] или движущиеся в обратном направлении [2—4].

Физический механизм, ответственный за существование и направление таких потоков, связывают с асимметрией конвективных ячеек [4—6], которая при малом тепловом воздействии определяется движением температурной волны [7—8]. При этом в проводимых до настоящего времени экспериментах температурные волны создавались локальным источником тепла.

В настоящей работе исследуется влияние на спиртовой раствор родамина (число Прандтля $P-17$, коэффициент теплового расширения $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-3}$ 1/град) движущейся температурной волны, образованной протяженным источником тепла в случае малого теплового воздействия.

Рабочая часть установки представляет собой кольцевую латунную кювету радиусами 5—6,5 см и высотой 3 см. Температурная волна создается с помощью 16-ти термобатарей, расположенных под дном кюветы и работающих на основе эффекта Пельтье.

Использование термобатарей позволяет получить температурную волну постоянной длины, равной половине длины окружности, проходящей через середину кюветы. Вследствие того что тепловой режим полупроводниковых термобатарей зависит от направления тока, каждые полпериода зоны нагрева и охлаждения меняются местами. Граница между зонами является фронтом температурной волны, частота которой измерялась от 0,01 до 0,6 рад/с, а амплитуда достигала 0,2°C.

Наблюдение под микроскопом увеличенных в 18 раз частиц алюминиевой пыли, взвешенной в исследуемом слое, дало возможность следить за влиянием фронта температурной волны на локальное поведение жидкости и фиксировать средние за период волны скорости индуцируемых потоков. При этом угловая скорость индуцированного потока измерялась с точностью до 0,006 рад/с, ошибка в фокусировке микроскопа на данную высоту слоя составляла 0,05 см.

В результате экспериментов установлено, что существенное влияние на поведение жидкости при различных высотах слоя оказывает фронтальная зона температурной волны: при $H < 4$ мм наблюдавшийся поверхностный обратный поток (т. е. направленный навстречу температурной волне) исчезал на фронте волны, уступая место поперечному конвективному движению со скоростью большей скорости потока, и вновь возникал сразу же за фронтом волны.

Начиная с $H=5$ мм в жидкости регистрировалось существование двух наведенных потоков — обратного на поверхности слоя и прямого (т. е. совпадающего по направлению с движением волны) в нижних слоях. При этом в случае $5 \text{ мм} < H < 8 \text{ мм}$ реакция как прямого, так и обратного потоков на фронт волны была слабой, существенных поперечных движений не возникало. В случае $8 \text{ мм} < H < 11 \text{ мм}$ на фронте

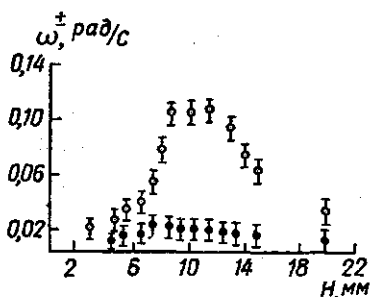


Рис. 1. Зависимость скорости индуцированных потоков от высоты слоя. (Верхняя зависимость — обратный поток, нижняя зависимость — прямой поток)

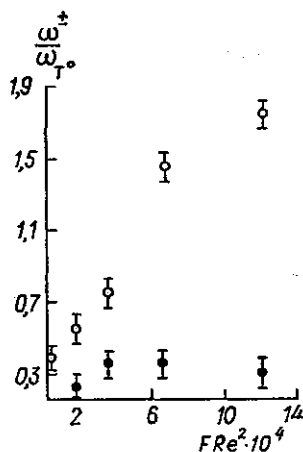


Рис. 2. Зависимость относительной скорости индуцированных потоков от FRe^2 . (Верхняя зависимость — обратный поток, нижняя зависимость — прямой поток)

волны происходило перемещение частиц индикатора из верхнего слоя в нижний, т. е. возрастала мощность прямого потока. Начиная с $H=15$ мм на фронте волны происходило убыстрение обратного потока, при этом поперечные движения отсутствовали. Наоборот, начиная с $H=20$ мм на всем периоде температурной волны существовали в основном поперечные конвективные движения, а индуцированные потоки были выражены слабо.

Таким образом, поперечная конвекция в слоях с индуцированными потоками реализовывалась лишь на фронте температурной волны, а не на всем ее периоде, как в случае локального нагрева [2].

На рис. 1 приведена зависимость угловой скорости индуцированных потоков от высоты слоя при $\omega_T=0,07$ рад/с, $0,1 < F < 1$, $0,02 < Re < 2$. Здесь $F = \frac{gH}{U_T^2} \frac{\Delta\rho}{\rho}$ — параметр теплового воздействия, g — ускоре-

рение силы тяжести, U_T — скорость температурной волны, ρ — плотность жидкости. $Re = \frac{\omega_T H^2}{\nu}$ — частотный параметр, характеризующий отношение времени вязкой диффузии к периоду температурной волны, ω_T — угловая скорость волны.

Существенным отличием от результатов экспериментов с локальным источником тепла [2—4] является регистрация прямого и обратного потоков в одном частотном диапазоне температурных волн.

Экспериментальные точки на рис. 2 отражают зависимость относительной скорости индуцированного потока от безразмерного параметра FRe^2 . В интервале $FRe^2 \ll 1$ значения относительных скоростей обрат-

ного потока на порядок превышают соответствующие экспериментальные значения, полученные в [2—6].

Зависимость относительной скорости прямого потока от параметра FRe^2 в работах с локальным нагревом не исследовалась.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fultz et al. «Met. Monog. Amer. meteor. Soc.», 1959, 4, 36—39.
2. Douglas H., Mason P., Hinch E. «J. Fluid Mech.», 1972, 54, 469—480.
3. Stern M. «Tellus», 1959, 11, 175—179.
4. Schubert G., Whitehead S. «Science», 1969, 163, 71—72.
5. Busse F. «J. Atmos. Soc.», 1972, 29, 1423—1429.
6. Hinch E., Schubert G. «J. Fluid Mech.», 1971, 47, 291—304.
7. Schubert G., Young R., Hinch E. «J. Geophys. Res.», 1971, 76, 2126—2130.
8. Malkus W. «J. Atmos. Sci.», 1970, 27, 529—535.

Поступила в редакцию
16.3 1977 г.
Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 621.315.592

В. А. Матвеев
Р. В. Прудников

ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВОВ В СВЕРХВЫСОКОМ ВАКУУМЕ НА ЗАРЯЖЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

Ранее в работах [1, 2] исследовалось влияние прогревов в вакууме $10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. на заряджение реальной поверхности германия. Было показано, что при температуре прогрева $T_{пр} = 350 \div 600$ К равновесный электростатический потенциал поверхности Y_{50} изменяется незначительно (рис. 1, кривая 1). Последнее объяснялось предположением о взаимных и обратимых по знаку изменениях заряда в быстрых (Q_{fs}) и медленных (Q_{ss}) поверхностных состояниях [1]. С другой стороны, авторы [3] наблюдали отрицательное заряджение поверхности после прогревов Ge в сверхвысоком вакууме 10^{-11} мм рт. ст. в интервале $T_{пр} = 520 \div 560$ К, причина которого в этой работе не анализировалась.

С целью получения дополнительной информации о влиянии прогревов на Y_{50} и G_{fs} мы провели подобные исследования в сверхвысоком вакууме $10^{-8} \div 10^{-9}$ мм рт. ст., который достигался с помощью цеолитового и ионоразрядного насоса. Измерения проводились на образцах Ge *n*-типа, $\rho = 27 \div 30$ Ом·см и ориентация (111). Первоначально образцы травилась в 30% растворе H_2O_2 с небольшой добавкой щелочи и затем промывались дистиллированной водой. Потенциал поверхности Y_{50} в отсутствие внешнего поля и заряд Q_{fs} измерялись, как и в [1, 2], методом эффекта поля на синусоидальном сигнале.

Как видно из рис. 1, зависимость $Y_{50}(T_{пр})$ в сверхвысоком вакууме (кривая 2) качественно отличается от найденной ранее (кривая 1). В интервале $T_{пр} = 350 \div 500$ К наблюдается сильное отрицательное заряджение, что согласуется с [3]. Это различие в поведении $Y_{50}(T_{пр})$, с нашей точки зрения, обусловлено различием в парциальных давлениях паров воды в вакуумной системе P_{H_2O} . При вакууме $10^{-8} \div 5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. величина P_{H_2O} , измеренная нами омега-атомом