

УДК 532.51

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ НАД ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

ТУПИЦЫН В. С., ЧАШЕЧКИН Ю. Д.

Конвективное течение над точечным источником тепла является одним из наиболее простых и изученных. В ламинарной струе профили температуры и скорости подобны, температура перегрева струи убывает с высотой, радиус струи растет, скорость сохраняется, на некоторой высоте струя теряет устойчивость и становится турбулентной [1]. Расчет профилей температуры и скорости в ламинарных струях выполнен в [2], режим образования струи исследован в [3].

При изучении конвекции в устойчивостратифицированной среде используются обычные предположения об автономности [4–6]. В жидкости с устойчивой термической стратификацией $T_0 = T_0(z)$ всплывающая тонкая тепловая струя растекается в стороны в тонком слое вблизи уровня максимального подъема, наблюдаемая высота струи удовлетворительно совпадает с расчетной [7] (эксперименты выполнены в воздухе). В опытах с плавучими струями в устойчиво стратифицированной жидкости наблюдалось образование пелены опускающейся жидкости, акранирующей ядро струи от окружающей среды [8]. Во всех этих случаях начальная стратификация среды и избыточная плавучесть струи создаются изменением одного и того же скалярного параметра (температуры T или солёности S , ‰). Однако вследствие пространственной дисперсии, обусловленной различием кинетических коэффициентов (диффузии соли k_s и теплопроводности χ), можно ожидать, что картина конвективного течения существенно изменится, если стратификация будет вызвана изменением одного скалярного параметра (например, солёности), а избыточная плавучесть, вызывающая конвекцию, — другого (температуры), как это происходит при боковом нагреве стратифицированной по соли жидкости [9].

Исследование свободной конвекции над точечным источником тепла в неоднородной жидкости с пространственной дисперсией ранее не проводилось. Данная задача представляет интерес для изучения механизмов формирования тонкой структуры океана и атмосферы, процессов образования тонкослойных и полосчатых структур в отливках, распределения частиц во взвешенных потоках, динамики теплообмена между жидкостью и погруженным телом.

1. Методика. Эксперименты проведены в бассейне $1,5 \times 0,4 \times 0,4$ м³, боковые стенки которого выполнены из оптического стекла. Бассейн послойно заполняется 11 слоями жидкости переменной концентрации поваренной соли NaCl. Через двое суток процессы молекулярной диффузии сглаживают ступенчатый профиль плотности по всей глубине бассейна, за исключением приповерхностного и придонного слоев, устанавливается постоянный градиент солёности и плотности $\rho(z)$. Масштаб изменения плотности по глубине равен $\Lambda = (d \ln \rho / dz)^{-1} \approx (\beta dS_0 / dz)^{-1} = 400; 15; 4,4$ м, а частота свободных внутренних колебаний $N = \sqrt{g/\Lambda} = 0,15; 0,81; 1,5$ с⁻¹ (здесь $\beta = (\partial \ln \rho / \partial S)_p$, $\tau = 7 \cdot 10^{-4}$ (‰)⁻¹ — коэффициент солевого расширения, g — ускорение силы тяжести). Уравнение состояния в линейном приближении имеет вид

$$\rho = \rho(T; S) = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0))$$

Для водного раствора поваренной соли при $T \approx 20^\circ$ С коэффициент теплового расширения $\alpha = -(\partial \ln \rho / \partial T)_p$, $s = 3 \cdot 10^{-4}$ °К, кинематическая вязкость $\nu = 10^{-2}$ см²/с, $\chi = 1,43 \cdot 10^{-3}$ см²/с, $k_s = 1,41 \cdot 10^{-5}$ см²/с.

Кинорегистрация картины течения производится с помощью теневого прибора ИАБ-451. Частота свободных внутренних колебаний определяется с помощью плотностной метки по измерению частоты волн, возникающих при опускании спутного следа за всплывающим газовым пузырьком [10]. Распределение температуры измеряется медно-константановой термопарой, холодный спай которой располагается на одном уровне с горячим у боковой стенки бассейна. Термо-э.д.с. регистрируется самописцем Н-37 с измерительным усилителем постоянного тока И37. Погрешность определения температуры не превышает 0,1 К. Установленное над бассейном коор-

динатно-поворотное устройство позволяет перемещать датчики в заданную точку бассейна, погрешность определения положения не превышает 0,01 мм.

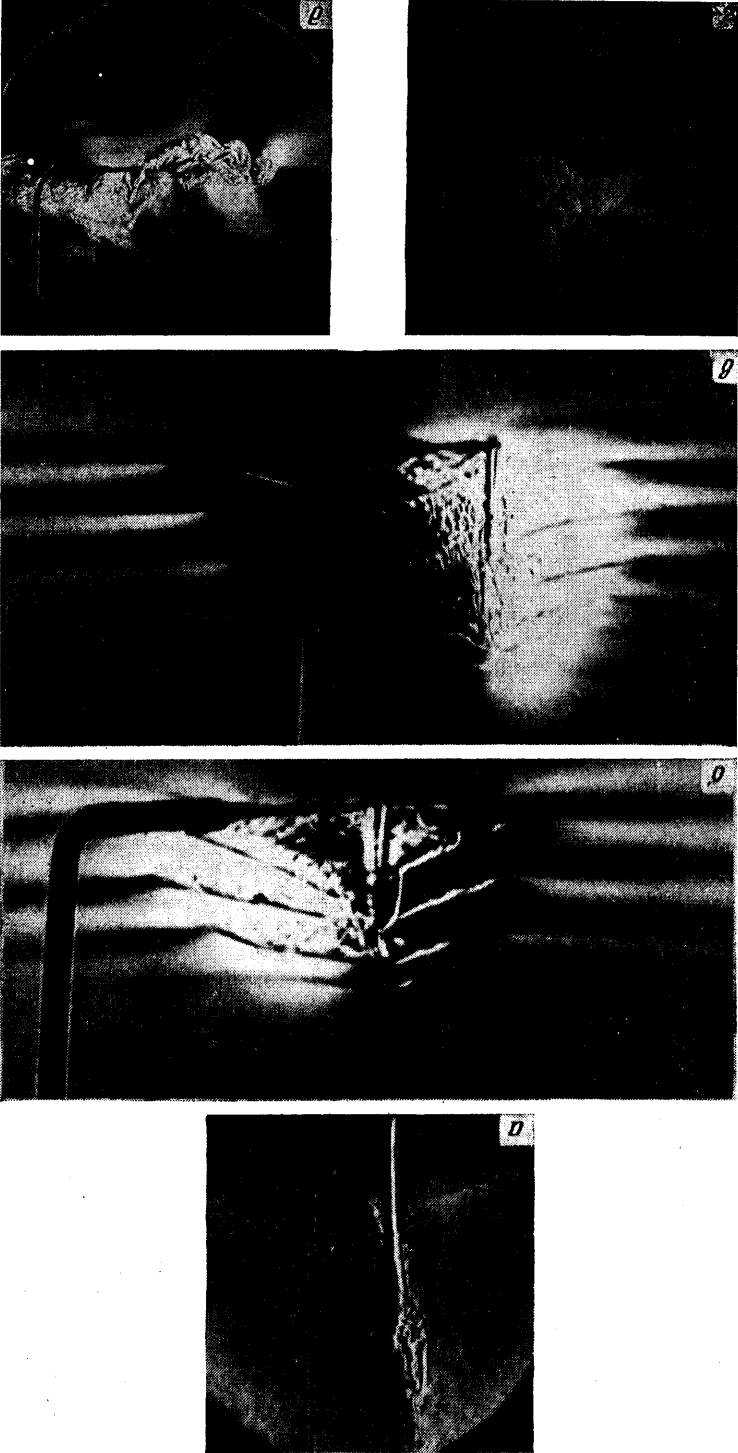
Жидкость нагревается током высокой частоты вблизи торца двухэлектродной коаксиальной ячейки, состоящей из открытого внешнего электрода диаметром 0,2 см и платинового внутреннего диаметром $d=0,01-0,5$ мм, разделенных слоем диэлектрика. Внутренний электрод выступает из изолятора на 0,5 мм. В такой ячейке 90% подводимой энергии выделяется в сферической области, диаметр которой не превышает 5 d . Применение токов высокой частоты позволяет ослабить влияние электрохимических процессов в ячейке и вносить тепловое возмущение без нарушения сплошности среды. Подводимая мощность определялась методом вольтметра-амперметра (вольтметр типа ВК7-15). Ток в цепи питания измеряется терморпарным амперметром типа ТВБ-9 совместно с прибором В7-18. Погрешность определения мощности P не превышает 2%. В ходе опытов установлено, что изменение частоты в диапазоне 1–50 Мгц не влияет на структуру течения, все проводимые ниже данные получены при частоте питания 1 Мгц.

2. Картина течения. Структура свободных конвективных течений над точечным источником тепла в жидкости с градиентом солености зависит от мощности источника P и масштаба изменения плотности Λ . При слабых солевых стратификациях образуется тонкая всплывающая конвективная струя, которая в отличие от случая температурной стратификации отделена от окружающей жидкости пеленой погружающейся жидкости (см. фиг. 1, а $\Lambda=400$ м, $N=0.16$ с⁻¹, $P=0.6$ Вт, $t=5$ мин, масштаб 1 : 4). Поверхность пелены неустойчива, она разбивается на отдельные лоскуты, которые эпизодически сворачиваются в ламинарные вихревые кольца диаметром 0,6–2 см. Погружающееся течение возвращает часть тепла на уровни, близкие к горизонту образования струи. Повышение температуры в жидкости, окружающей струю, особенно заметно в нижней части снимка, где дополнительный кольцевой тепловой фронт вокруг факела приводит к образованию светлых и темных вертикальных полос слева и справа от струи. При повышении мощности теряется устойчивость как погружающейся пелены, так и всплывающего течения. Детальные исследования в этом случае не проводились, поскольку струя достигала свободной поверхности бассейна.

При сильных стратификациях ($\Lambda=15$ м; 4,4 м) наблюдается четыре режима течения.

Если выделяемая мощность мала $P<0.05$ Вт, образуется прогретая сферически-симметричная область, диаметр которой составляет 0,2–0,4 см, заметное конвективное течение не возникает, распределение солености практически не меняется (изохалины плавно изгибаются вверх в области нагретой жидкости). Действие стратификации подавляет конвекцию, всплывающее течение образуется при более высоких мощностях, чем в однородной или слабостратифицированной жидкости. При $0,5<P<8,5$ Вт над источником формируется вертикальная ламинарная конвективная струя диаметром 0,4 см, окруженная колоколообразной пеленой опускающейся осолоненной жидкости толщиной 0,05–0,1 см, поднятой с уровня источника. При длительном нагреве, если высота струи превышает 1–1,5 см ($\Lambda=15$; 4,4 м), вокруг нее возникают аксиально-симметричные ячейки, состоящие из более толстых вихревых слоев высотой $h=0,7-1,5$ см, разделенных тонкими листами толщиной 0,05–0,2 см с большими значениями градиентов солености, плотности и коэффициента преломления соответственно (см. фиг. 1, б $\Lambda=4,4$ м, $N=1,5$ с⁻¹, $P=3,2$ Вт, $t=6$ мин, масштаб 1 : 1). Верхняя диффузионная граница ячеек, вдоль которой опускается при остывании более соленая жидкость, — наклонная, нижняя, по которой подтекает более холодная жидкость в ячейки, — горизонтальна. «Пальцевая» конвекция внутри ячеек приводит к появлению мелкомасштабных полосчатых, кольцевых и пятнистых структур. При длительном нагреве стабилизируется как вертикальный, так и горизон-

Фиг. 1



тальный размеры ячеистой структуры, конвективное течение занимает ограниченную часть бассейна. С течением времени число слоев сохраняется, но их относительное положение в пространстве медленно меняется: вся структура пульсирует с периодом 40–50 мин ($\Lambda=15$ м, $N=0,81$ с⁻¹, $P=3,2$ Вт), медленно поджимаясь к пелене и так же медленно расправляясь (наибольшая длительность эксперимента составляла 9 час).

С увеличением мощности растет высота подъема струи и скорость течения как в струе, так и опускающейся пелене. Течение в пелене становится неустойчивым и разбивается на отдельные тонкие струйки (солевые пальцы), но и в этом случае вокруг струи возникают конвективные ячейки, отходящие от зоны пальцевой конвекции (см. фиг. 1, в $\Lambda=15$ м, $N=0,81$ с⁻¹, $P=5,9$ Вт, $t=10$ мин, масштаб 1 : 2). Количество ячеек увеличивается с ростом высоты подъема нагретой струи. Максимальное число ячеек — семь наблюдалось при $P=8,7$ Вт, $\Lambda=15$ м. Пять из них связаны с вихревыми образованиями на внешней части купола, а две возникали над тепловой струей.

От внешней кромки области ячеистого течения внутрь невозмущенной жидкости распространяются внутренние волны почти нулевой частоты. Их длина равна высоте ячеек, скорость распространения превышает скорость продвижения передней границы теплового фронта. Внутренние волны изменяют начальное распределение солености, плотности и коэффициента преломления. На фотограммах фиг. 1, б, в волны приводят к образованию темных и светлых горизонтальных диффузных полос. Температура области конвективного течения медленно растет со временем.

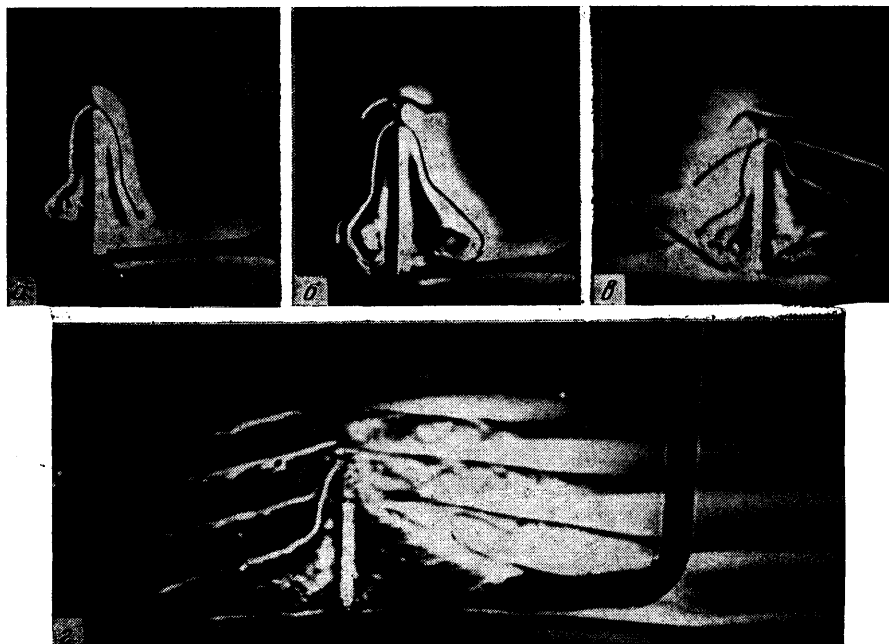
При дальнейшем увеличении мощности в зоне нагрева начинают периодически образовываться газопаровые пузырьки. Вовлечение окружающей жидкости в тепловую струю резко возрастает, течение становится неустойчивым и вместо всплывающей струи формируется область турбулизованной жидкости, вертикальный размер которой меньше, чем высота ламинарной струи при меньшей мощности. Область частично перемешанной жидкости излучает вверх, в направлении средней скорости тепловой струи систему коротких внутренних волн (см. фиг. 1, г $\Lambda=15$ м, $P=23$ Вт, $t=0,5$ мин, масштаб 1 : 4). Фазовые поверхности подобны волнам от «мгновенного» точечного источника [11], длина волны $\lambda=3,8$ см близка к вертикальному размеру области перемешанной жидкости $l_z=3,9$ см. На фиг. 1, г, д границы между наклонными темными и светлыми полосами — гребни и впадины волн, вдоль которых направлена групповая и колебательная скорости. Вертикальные полосы над областью конвективного смешения — следы за вертикально всплывающими газопаровыми пузырьками, часть из которых схлопывается, не достигая свободной поверхности.

Если подводимая к ячейке мощность превышает 40 Вт, образуется почти горизонтальная турбулентная струя (см. фиг. 1, д $\Lambda=15$ м, $N=0,81$ с⁻¹, $P=66$ Вт, $t=1$ мин, масштаб 1 : 4). Постепенно расширяясь, струя отходит от источника, передняя кромка струи диаметром 1,8 см излучает в окружающее пространство короткие внутренние волны, подобные тем, которые образуются при горизонтальном движении тела в жидкости с постоянным градиентом плотности [12]. Струя колеблется в пространстве, направление, в котором она распространяется вблизи источника, нерегулярно меняется со временем. Иногда образуются две струи, которые могут слиться в одну и вновь расщепиться на две. Поведение струи на этой стадии существенно зависит от микроусловий на поверхности центрального электрода и разделяющего изолятора (наличия каверн, полостей, зон устойчивого осаждения газовых пузырьков). Неста-

ционарные электрогидродинамические процессы приводят к быстрому разрушению ячейки.

Зависимость максимального вертикального размера структуры H (расстояния от нагревателя до верхней резкой границы структуры) от мощности источника можно представить в виде $H=AP^{n(\Lambda)}$, $[H]=\text{см}$, $[P]=\text{Вт}$. Размерный коэффициент A и показатель $n(\Lambda)$ равны соответственно $\Lambda=15$ м; $A=1,9$; $n=0,5$; $\Lambda=4,4$ м; $A_1=1,5$; $n_1=0,4$; $A_2=1,2$; $n_2=0,5$. Для $\Lambda=15$ м высота структуры достигает максимума при $P=10$ Вт, $H=5,8$ см и далее убывает $H=15P^{-0,4}$, $10 < P < 67$ Вт в связи с изменением режимов течения.

На фиг. 2 в натуральную величину приводятся кинограммы образования периодической структуры при $\Lambda=4,4$ м; $N=1,5$ с⁻¹; $P=3,2$ Вт. При



Фиг. 2

включении нагрева над источником формируется тепловая струйка, радиус которой $R=0,1$ см, окруженная шапкой опускающейся осолоненной жидкости. Нижняя кромка шапки свернута в кольцевой вихрь, большой и малый радиусы которого растут со временем.

Погружающаяся жидкость не доходит до уровня нагревателя на $0,2-0,5$ см, образуя солевой купол, отделяющий всплывающую тепловую струю от окружающей жидкости. Солевой купол возбуждает внутренние волны малой амплитуды (см. фиг. 2, а $t=0,25$ мин). Радиус R' нижней кромки пелены пульсирует с периодом $60-150$ сек. Кроме того, вихревое кольцо колеблется по вертикали с локальной частотой свободных внутренних колебаний (для $\Lambda=15$ м, $P=5$ Вт, $t=30$ с, $R'=0,67$ см, $r'=0,41$ см, $N_0=0,81$ с⁻¹, $N=0,8$ с⁻¹, амплитуда колебаний не превышает $0,05$ см).

Над верхней точкой шапки, так же как и над источником тепла, образуется вторичная тепловая струя высотой $0,3$ см, которая растекается с образованием второй шапки (см. фиг. 2, б $t=0,5$ мин). В эту струйку вовлекается жидкость с горизонта верхней кромки первичной шапки. При

больших мощностях нагрева над второй шапкой может начать формироваться третья. При этом увеличивается поток тепла от нижележащей шапки, уменьшается величина $\partial T/\partial r_0$. Каждая шапка разворачивается вначале в кольцевую вихрь, а затем в конвективную кольцевую ячейку.

Форма солевого купола зависит от Λ , P . При умеренных мощностях опускающаяся жидкость образует верхнюю границу нижней конвективной ячейки. При одновременном образовании нескольких ячеек в окружающей среде формируются подтекающие кольцевые течения, которые поджимают часть пелены к струе, и отходящие течения, в которых радиус купола увеличивается (см. фиг. 2, в $t=2,5$ мин). При $t > 1$ час вся картина стабилизируется и увеличивается только ширина зоны внутренних волн (см. фиг. 2, г $t=14$ мин).

При большей мощности опускающаяся пелена становится неустойчивой. Вначале на ней появляются аксиально-симметричные гладкие складки (морщины), а затем и нерегулярные возмущения. Пелена разрывается на отдельные «лоскуты», нижние края которых сворачиваются в вихревые ячейки. При дальнейшем повышении мощности жидкость опускается вниз отдельными нерегулярными струйками (солевыми пальцами), заполняющими область между тонкой всплывающей вертикальной струей и периодическими по вертикали ячейками. Скорость подъема шапки максимальна при включении нагрева ($\Lambda=15$ м, $P=3.23$ Вт, $u=0.7$ см/с), постепенно уменьшается и при $t=1.6$ с, $u=0.4$ см/с, затем несколько увеличивается и при $t > 2.3$ с убывает. Резкое уменьшение скорости всплывания происходит при $t=4$ с. Вертикальный размер струи достигает максимума при $t=6$ с, далее несколько убывает и колеблется с амплитудой менее 0,1 см возле номинального значения при $t < 6$ с, $H_c=0.8 \cdot t^{0.5}$; $[H]=\text{см}$.

В ряде опытов на нескольких горизонтах определялась максимальная температура перегрева ΔT в струе. Ниже приводятся значения ΔT при $\Lambda=15$ м.

$P=1,5$ Вт, $t=52$ мин

z , см	0,2	0,7	1,2	1,7	2,0	2,2	2,7	2,8	3,0	3,2	3,7
ΔT , °К	8,25	7,5	7,8	7,2	7,0	6,5	5	4,6	5,5	3,5	2,2
z_1	26	90	155	219	258	284	348				
$\theta_1 \cdot 10^3$	38	9,3	3,4	0,2	-1,2	-2,1	-4,0				
$\theta_2 \cdot 10^3$	2,4	2,2	2,3	2,1	2,0	1,9	1,4	1,3	1,6	1,0	0,6

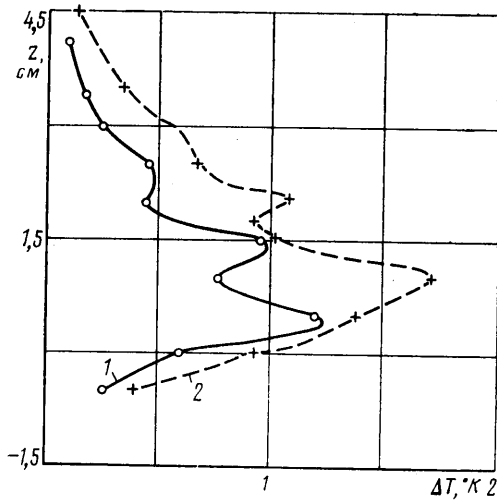
$P=5,1$ Вт, $t=102$ мин

z , см	0,15	0,65	1,15	1,65	2,15	2,65	3,15	3,65	4,15	4,65	5,15
ΔT , °К	24	16	14	12,5	11,5	10,4	9,6	8,8	6,8	4,2	2,6
z_1	35,8	155	275	394	514	633	725	872	982	1111	
$\theta_1 \cdot 10^3$	2,9	6,2	3,2	1,9	1,1	0,48	0,03	-0,4	-0,7	-1	
$\theta_2 \cdot 10^3$	11	7,36	6,4	5,8	5,3	4,9	4,4	4,0	3,1	1,9	

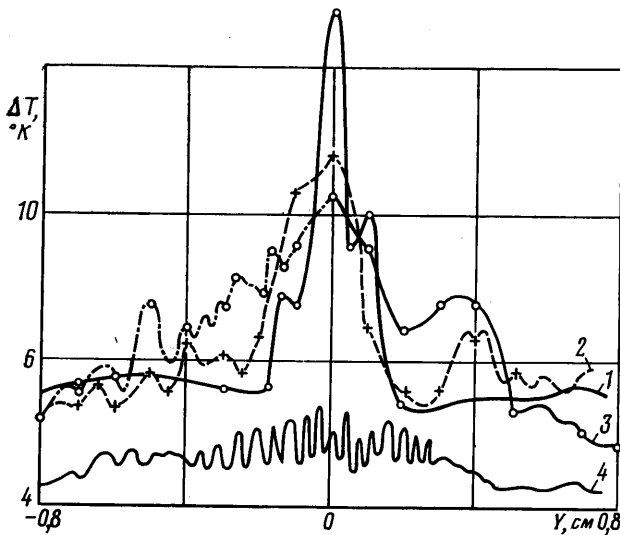
Температура вдоль оси струи убывает немонотонно. Для $P=1.5$ Вт вблизи нагревателя $\Delta T=7,5 \cdot z^{-0,06}$, при $z=2,5$ на нижней кромке шапки наблюдается локальный минимум при $z > 2,8$ см над струей в зоне кондуктивного теплообмена $\Delta T=76 \cdot z^{-2,6}$. Для $P=5,1$ Вт $\Delta T \approx 14 \cdot z^{-0,3}$; при $z=2,5$ см вблизи шапки нарушается монотонная зависимость и для $z > 3,5$ см $\Delta T=912 \cdot z^{-3,5}$. Тепло в зоне струи переносится конвекцией и теплопроводностью, вне зоны ячеистой структуры — кондуктивными процессами.

В зоне ячеистого течения распределение температуры по высоте имеет более сложный характер. Температура максимальна в верхней части нижнего слоя, куда поступает нагретая жидкость из солевого купола. В зонах подтекающего течения температура более низкая, в верхней части

ячеек — более высокая. Распределение температуры характеризуется большей временной изменчивостью, чем распределение солености и коэффициента преломления; положение зон максимума температуры внутри слоев может сместиться на расстояние 0,5–0,7 см (см. фиг. 3, а $\Lambda=15$ м, $P=1,5$ Вт, измерения проводятся на расстоянии $r_u=1,7$ см от оси струи, кривые 1–2 соответствуют $t=27$ и 32 мин.). При увеличении мощности умень-



Фиг. 3



Фиг. 4

шается разность максимальных температур в верхней и нижней ячейках, но общий контраст картины увеличивается до 1° К. Распределение температуры поперек тепловой струи приводится на фиг. 4 ($\Lambda=15$ м, $P=5,3$ Вт, кривые 1–4 соответствуют значениям z см, t мин (1,65) (2,72) (3,76) (4,80)).

Вблизи ядра струи на расстоянии $r=0,2$ см от оси имеется зона снижения температуры. Резкая пространственная нерегулярность распределе-

ния var $T=3,2^\circ\text{K}$ при $z=3\text{ см}$, var $T=2,2^\circ\text{K}$, $z=4\text{ см}$, свидетельствуют о сложной «пальцевой» структуре течения вблизи ядра струи, что подтверждается данными оптических наблюдений (см. фиг. 1, в). Вблизи верхней кромки купола средний горизонтальный градиент температуры минимален. Средняя температура области пальцевой конвекции на 4°K превышает температуру покоящейся жидкости, температура в зоне ячейстой конвекции на $0,5-1,5^\circ\text{K}$ выше, чем в невозмущенной среде.

Результаты определения вертикальных и горизонтальных размеров h_i ; L_i ячеек, полученные при обработке теневых кинограмм, приводятся в таблице (в числителе и в знаменателе указаны размеры соответственно правой и левой частей структуры). Высота отдельных слоев различается на 20–50%, средняя высота слоев увеличивается в период формирования

$\Lambda, \text{ м}$	15						4,4		
	1,5			4,2	5,1		3,23		
$P, \text{ Вт}$									
$t, \text{ мин}$	20	70	75	3	10	40	5	25	50
$h_1, \text{ см}$	0,8	0,7	0,8	0,4	0,8	1,0	0,5/0,6	0,5/0,6	0,5/0,7
h_2	1,0	1,0	0,9	0,5	0,9	1,3	0,8/0,7	0,7/0,7	0,7/0,7
h_3	0,9	1,0	1,3	0,8	1,2	1,3	0,7/0,7	0,6/0,7	0,7/0,7
h_4	0,8	1,5	1,0	0,8	1,1	1,3	—	0,7/0,7	0,7/0,7
h_5	0,9	0,7	0,8	—	1,1	1,2	—	—	—
h_6	—	—	—	—	—	0,2	—	—	—
$\langle h \rangle$	0,8	1,0	1,0	0,6	1,0	1,1	0,65	0,65	0,67
$L_1, \text{ см}$	—	—	—	—	—	—	3,8	4,1	6,0
L_2	—	—	—	—	—	—	4,3	5,7	6,1
L_3	—	—	—	—	—	—	5,3	6,6	7,0
L_4	8,4	10,0	10,2	6,6	12,3	16,4	—	6,6	8,2

структуры и сохраняется в течение длительного времени после завершения процесса ее образования, при данной стратификации высота слоев несколько растет с увеличением мощности и уменьшается с увеличением градиента плотности. Толщина листов с повышенными значениями градиента солености δ , плотности и коэффициента преломления соответственно в 8–15 раз меньше высоты слоев $h/\delta \sim \sqrt{\kappa/k_s} = 10$. В зоне ячейстой конвекции не происходит обмен жидкостью между отдельными ячейками.

3. Обсуждение результатов. Учитывая аксиальную симметрию процесса, начальные и граничные условия системы уравнений движения, теплопроводности и диффузии в цилиндрической системе координат можно представить в виде

$$\rho_0(S; T) = \rho_0(S_0(z); T) = \rho_{00} e^{-z/\Lambda}$$

$$T' = 0, \quad S' = 0, \quad u_z = 0$$

$$r=0: \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad u_r = u_\varphi = 0$$

$$r=\infty: \quad S' = T' = u_r = u_\varphi = w = 0$$

Здесь u_r , u_φ , w — компоненты скорости, штрихами обозначены отклонения от равновесных значений. Поскольку в исследованных режимах конвекции при $\Lambda=15$; 4,4 м кондуктивные процессы играют такую же важную роль, как и конвективные, даже вблизи источника неприменимо общепринятое интегральное условие [4, 5]

$$\int \langle \omega T' \rangle r dr = \frac{P}{2\pi r c_p}$$

В этой задаче отсутствует внешний геометрический масштаб (типа

характерного размера источника), необходимый для построения числа Рэлея. В традиционном определении числа Рэлея используется предположение об автомодельности течения, что позволяет ввести эффективную температуру [2] $\theta = P/2\pi r c_p \nu \chi$ и число Рэлея $Ra_r = g\alpha\theta z^3/\nu\chi$ или $Ra_s = g\alpha\theta R^3/\nu\chi$ (здесь $c_p = 4,19$ дж/к·г — удельная теплоемкость).

В рассматриваемой задаче максимальная температура в струе меняется с высотой по более сложному закону, чем в однородной жидкости или стратифицированной с градиентом температуры, и не связана линейным соотношением с подводимой мощностью. Если в качестве определяющих параметров выбрать мощность и частоту (период $T_k = 2\pi/N$) свободных внутренних колебаний, то основными безразмерными характеристиками будут глобальное число Рэлея, $Ra_+ = g\alpha P T_k / 2\pi r c_p \nu \chi = g\alpha P / N r c_p \nu \chi = \alpha P \sqrt{g\Lambda} / r c_p \nu \chi$; числа Прандтля $Pr = \nu/\chi$; Шмидта $Sc = \nu/k_s$. Для водного раствора NaCl образование ячеек происходит при $600 < Ra_+ < 60\,000$ при $\Lambda = 15$ м и $400 < Ra_+ < 35\,000$ при $\Lambda = 4,4$ м; $Pr = 7$, $Sc = 710$.

Для оценки влияния солевой стратификации на динамику конвективной струи выше приводятся результаты определения безразмерной температуры по методике [5]. В этом случае основной параметр Δ_s по аналогии можно представить в виде

$$\Delta_s = \left(\frac{4\alpha^2 g Q_0^2}{E\nu^4 \beta (dS/dz)} \right)^{1/2} = \left(\frac{4\alpha^2 g Q_0^2 \Lambda}{E\nu^4} \right)^{1/2}$$

Здесь $Q_0 = P/2\pi r c_p$, E — коэффициент вовлечения. Высота струи зависит от подводимой мощности [5]

$$H = \frac{\Delta_s}{\sqrt{g\alpha Q_0 \nu^{-3}}} = \sqrt{\frac{4\alpha Q_0 \Lambda}{E\nu}} \sim \sqrt{P}$$

Подстановка данных $H = H(P)$ показывает, что коэффициент вовлечения в жидкости с градиентом солености существенно больше, чем в жидкости с градиентом температуры, $E = 1,71$ для $\Lambda = 15$ м; $E = 1,37$; $1,46$ при $\Lambda = 4,4$ м. Приведенные выше значения безразмерной температуры θ , рассчитанные по формулам [5] θ_1 и полученным данным, отличаются более чем на порядок

$$\theta_1 = \frac{1}{z} \left(1 - \frac{2\bar{z}_0^2}{\Delta_s^2} \right), \quad \bar{z}_0 = z \sqrt{\frac{g\alpha Q_0}{\nu^3}}$$

$$\theta_2 = \frac{Pr}{Pr+1} \frac{\chi E \nu^{1/2}}{(\alpha g Q_0^3)^{1/2}} \Delta T$$

В конвективном течении над точечным источником тепла в жидкости с градиентом солености можно выделить пять характерных процессов: узкую всплывающую струю (высота подъема H , радиус R), циркуляционное вихревое течение, внешний край которого образует пелена погружающейся жидкости, систему циркуляционных конвективных ячеек (характерная высота h_i), внутренние волны нулевой частоты (длина волны $\lambda \sim h_i$). При больших значениях мощности опускающаяся пелена и циркуляционное течение теряют устойчивость и пространство между тепловой струей и конвективными ячейками заполняется погружающимися солевыми пальцами. Для каждой области можно свести характерную температуру перегрева ΔT^* и характерные тепловое и солевое число Рэлея $Ra_T = g\alpha \Delta T^* h^3/\nu\chi$; $Ra_S = gh^4/\Lambda\nu k_s$. В области ячейистой конвекции $h_i = \alpha \Delta T_i^* \Lambda$ может быть условием определения ΔT_i^* .

4. **Заключение.** Выполненные эксперименты показывают, что пространственная дисперсия существенно изменяет характер конвективного течения над точечным источником. Пространственная структура образуется в диапазоне глобальных чисел Рэлея $300-600 < Ra_+ < (3-6) \cdot 10^4$. Образование опускающейся пелены и периодических по вертикали конвективных ячеек обусловлено совместным действием двух факторов — стратификации и пространственной дисперсии ($\chi \gg k_s$). Действие первого из них ограничивает высоту подъема нагретой жидкости, действие второго приводит к возникновению сил плавучести, возвращающих при остывании частицы теплой соленой жидкости почти на равновесный уровень, поскольку обмен теплом происходит существенно быстрее, чем солью. В результате над источником тепла образуется область более соленой теплой жидкости, на границах которой $\partial T/\partial r < 0$, $\partial S/\partial r < 0$, т. е. возникают условия образования завихренности.

Эти опыты могут служить моделью образования слоистых структур над впадинами в Красном море, заполненными горячей соленой водой [13], на границах интрузий и тепловых фронтов, при кристаллизации металлов и сплавов, а также моделью образования структуры в более сложных химических и биохимических системах, в которых пространственная дисперсия обусловлена различием коэффициентов диффузии участвующих в реакции веществ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
2. Fujii T. Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line heat source and a point heat source.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1963, v. 6, No. 7.
3. Shlien D. J. Transition of the axisymmetric starting plume cap.— Phys. Fluids, 1978, v. 21, No. 12.
4. Morton B. R., Taylor G., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1956, v. A234, No. 1196.
5. Morton B. R. Entrainment models for laminar jets, plumes, and wakes.— Phys. Fluids, 1967, v. 10, No 10.
6. Turner J. S. Buoyancy effects in fluids. Cambridge: Univ. Press 1973. (рус. перев.: Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977).
7. Wirtz R. A., Chiu C. M. Laminar thermal plume rise in a thermally stratified environment.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1974, v. 17, No. 2.
8. Tenner A. R., Gebhart B. Laminar and axisymmetric vertical jets in a stably stratified environment.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1974, v. 14, No. 12.
9. Некрасов В. Н., Попов В. А., Чашечкин Ю. Д. Формирование периодической структуры конвективного течения при боковом нагреве стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 11.
10. Некрасов В. Н., Чашечкин Ю. Д. Измерение скорости и периода внутренних колебаний жидкости методом плотностных меток.— Метрология, 1974, № 11.
11. Трохан А. М., Чашечкин Ю. Д. Генерация внутренних волн в стратифицированной среде импульсным гидродинамическим линейным источником (двумерная задача). В кн.: Теория дифракции и распространения волн (7-й Всес. симп. по дифракции и распространению волн, Ростов-на-Дону, 1977). Краткие тексты докл., т. 3. М., 1977.
12. Некрасов В. Н., Трохан А. М., Чашечкин Ю. Д. Генерация внутренних волн в плоскостной среде равномерно движущимся гидродинамическим источником (трехмерная задача). В кн.: Теория дифракции и распространения волн (7-й Всес. симп. по дифракции и распространению волн, Ростов-на-Дону, 1977). Краткие тексты докл., т. 3. М., 1977.
13. Voorhis A. D., Dorson D. L. Thermal convection in the Atlantic II hot brine pool.— Deep-Sea Research, 1975, v. 22, No. 3, p. 167-175.