

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Самовоздействие тепловыделяющей примеси в жидкой среде

Л.Х. Ингель

Тепловыделяющая примесь в жидкой (газообразной) среде вызывает конвекцию, гравитационные плотностные течения и переносится этими движениями среды. Таким образом, можно говорить о самоиндуцированном переносе примеси. В отличие от классических задач конвекции, в данном случае поле тепловыделения заранее неизвестно. Оно может быть найдено из решения самосогласованной задачи вместе с полями температуры, скорости и концентрации примеси. Создавая устойчивую стратификацию и подавляя турбулентность, такая примесь может "самозамыкаться" в турбулентном потоке. Приведены и проанализированы примеры точных решений соответствующих нелинейных задач.

PACS numbers: 44.25. + f, 47.27. + i

Содержание

1. Введение (104).
 2. Основные механизмы самовоздействия тепловыделяющей примеси (104).
 3. Пример нелинейной динамики "самоподъема" примеси (105).
 4. Иницируемые примесью гравитационные плотностные течения (106).
 5. Пример самовоздействия примеси, связанного с ее влиянием на турбулентность среды (107).
 6. Заключение (108).
- Список литературы (108).

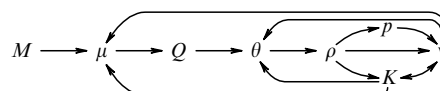
1. Введение

В классических задачах конвекции тепло чаще всего попадает в жидкую (газообразную) среду через границы рассматриваемой области пространства. Между тем, имеются потребности в рассмотрении качественно иных задач. В них источником тепла является примесь, переносимая движениями среды, в том числе, и теми движениями (конвекцией), которые сама эта примесь вызывает. Одним из примеров такой примеси является аэрозоль в атмосфере, поглощающий коротковолновое солнечное излучение. Такой аэрозоль можно рассматривать как объемный источник тепла в воздухе, вызывающий конвекцию и, следовательно, перенос самого аэрозоля. Высказаны и разрабатываются идеи об использовании такой примеси (угольной пыли, сажи) для

активных воздействий на некоторые атмосферные процессы [1–4]. Проведены первые натурные эксперименты [2], подтверждающие принципиальную возможность таких воздействий. Можно указать и ряд других приложений, относящихся прежде всего к гидротермодинамическим эффектам естественных и антропогенных аэрозолей различной природы в атмосфере [4]. Известно, например, что уменьшение прозрачности воздуха над крупными городами и промышленными районами может приводить к заметным термическим эффектам. Представляет значительный интерес исследование влияния источников (стоков) тепла такой природы на конвекцию, атмосферные циркуляции соответствующих масштабов. В качестве других примеров можно привести пыльные бури в атмосфере, возможные динамические эффекты вулканического аэрозоля, атмосферные эффекты лесных и других крупных пожаров. В метеорологической литературе высказывались соображения о возможной связи зарождения тропических циклонов в Атлантике с большими облаками пыли, выносимой из пустыни Сахара, зафиксированными над океаном. Как очень важную, хотя и специфическую примесь можно рассматривать водяной пар в атмосфере. Ниже показано, что нетривиальные и разнообразные эффекты возникают уже в простейшей ситуации, когда тепловыделение можно считать пропорциональным концентрации примеси.

2. Основные механизмы самовоздействия тепловыделяющей примеси

При наличии в среде тепловыделяющей примеси приходится рассматривать гораздо более сложную, чем обычно в задачах конвекции, самосогласованную задачу, в которой поле тепловыделения заранее неизвестно и должно находиться из решения вместе с полями температуры, плотности, давления, скорости и концентрации примеси. Ниже схематически изображены основные связи в такой системе:



Л.Х. Ингель. Институт экспериментальной метеорологии
НПО "Тайфун",
249020 Калужская обл., Обнинск, просп. Ленина 82, Россия
Тел. (08439) 7-13-21
Факс (08439) 4-09-10
E-mail: typhoon@storm.iasnet.com

Статья поступила 17 июня 1997 г.

Здесь M — поле источника тепловыделяющей примеси, μ — парциальная плотность примеси (кг м^{-3}), Q — интенсивность тепловыделения; θ , ρ , p — возмущения температуры, плотности и давления, соответственно (вместо температуры в физике атмосферы бывает удобно использовать "потенциальную температуру" [5]); v — возмущение средней (нетурбулентной) скорости; K — эффективный коэффициент турбулентного обмена.

Как видно из схемы, можно, вообще говоря, назвать три механизма самовоздействия примеси. Первый — "самоподъем" (self-lofting [2]) примеси, т.е. всплывание содержащих ее объемов среды за счет архимедовых сил, возникающих вследствие связанного с примесью тепловыделения. Второй обусловлен возникновением горизонтальных градиентов плотности среды, давления в ней и, следовательно, плотностных гравитационных течений, переносящих, помимо других субстанций, и примесь, инициирующую эти течения. Подчеркнем, что конвективная неустойчивость при этом может отсутствовать, плотностная стратификация может оставаться сколь угодно устойчивой. Третий механизм связан с влиянием примеси на турбулентный обмен. Точнее, можно указать два механизма влияния тепловыделяющей примеси на турбулентность: 1) генерация при тепловыделении сдвиговых течений; 2) связанное с тепловыделением изменение плотностной стратификации среды¹.

Для любого из перечисленных механизмов приведенная схема достаточно сложна, и может показаться, что соответствующие самосогласованные гидротермодинамические задачи допускают исследование только численными методами. Тем не менее ниже приведены примеры некоторых аналитических решений, позволяющие понять ряд существенных закономерностей подобных нелинейных явлений. Соответствующие математические задачи включают в себя, как и в обычных задачах конвекции, уравнения Навье–Стокса, неразрывности, переноса тепла (во многих случаях можно ограничиваться приближением Буссинеска [6]). В уравнении переноса тепла дополнительно учитывается связанный с примесью объемный источник тепла, который в простейших случаях пропорционален концентрации (парциальной плотности) примеси. Сверх того, система уравнений должна быть дополнена уравнением переноса примеси. В случаях, когда учитываются изменения турбулентности (третий из перечисленных выше механизмов самовоздействия), постановка задачи должна предусматривать замыкание по турбулентности.

3. Пример нелинейной динамики "самоподъема" примеси

В качестве примера реализации первого из перечисленных выше механизмов рассмотрим динамику стационарной осесимметричной свободновосходящей конвективной струи от точечного источника тепловыделяющей примеси в устойчиво стратифицированной среде. В приближении пограничного слоя, вытянутого вдоль оси струи [7–9],

¹ Как обычно в физике атмосферы, геофизической гидродинамике, под плотностной стратификацией понимается распределение плотности среды по высоте. Если плотность среды достаточно быстро убывает с высотой, то смещенный вверх элемент среды оказывается тяжелее своего нового окружения и, следовательно, на него действует возвращающая сила. Такую стратификацию называют устойчивой. Очевидно, что вертикально-неоднородный нагрев среды влияет на устойчивость ее стратификации, что, в свою очередь, влияет на турбулентность [5].

систему уравнений можно записать в виде

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \alpha g \theta - g \frac{\mu}{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rw)}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = -\gamma w + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \kappa \mu, \quad (3)$$

$$u \frac{\partial \mu}{\partial r} + w \frac{\partial \mu}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Kr \frac{\partial \mu}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Здесь r и z — радиальная и вертикальная координаты (источник примеси находится в точке $r = 0$, $z = 0$); u и w — соответствующие составляющие скорости; θ — отклонение температуры от фона; μ — парциальная плотность примеси; α — термический коэффициент расширения среды; ρ — ее средняя плотность; g — ускорение свободного падения; γ — фоновый вертикальный градиент потенциальной температуры (рассматривается случай устойчивой стратификации, т.е. $\gamma > 0$); κ — размерный коэффициент ($\text{К с}^{-1} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1}$), характеризующий "теплотворную способность" примеси. Коэффициент обмена K принимается одинаковым для всех субстанций — обычное приближение при описании, например, турбулентного обмена в атмосфере.

Предполагается, что при удалении от оси струи все возмущения затухают:

$$u = w = \theta = \mu \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 0. \quad (5)$$

На оси струи, из соображений симметрии, должны выполняться условия:

$$u = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial \mu}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = 0. \quad (6)$$

Дополнительно должно выполняться интегральное условие сохранения потока примеси вдоль струи:

$$2\pi \int_0^\infty \mu w r dr = M, \quad (7)$$

где M — интенсивность источника тепловыделяющей примеси.

Последнее слагаемое в (1) учитывает влияние веса примеси на плавучесть. Во многих случаях оно несущественно. В целом (1)–(7) естественным образом обобщает известные постановки задач о свободновосходящих конвективных струях [7–9].

Сформулированная задача, как можно проверить, имеет автомодельное решение [9]:

$$w = \frac{24Kz}{\pi R^2} \left(1 + \frac{3r^2}{\pi R^2} \right)^{-2}, \quad \mu = \frac{3M}{8\pi Kz} \left(1 + \frac{3r^2}{\pi R^2} \right)^{-2},$$

$$u = \frac{12Kr}{\pi R^2} \frac{1 - 3r^2/(\pi R^2)}{[1 + 3r^2/(\pi R^2)]^2}, \quad \theta = \alpha^{-1} \frac{\mu}{\rho},$$

где величина $R = 8Kz[\gamma/(\kappa M)]^{1/2}$ имеет смысл радиуса восходящей конвективной струи.

В отличие от многих известных задач о конвективных струях [7–9] в приведенном решении источник тепла распределен по всему объему струи, а не сосредоточен в точке $r = 0$, $z = 0$ и не известен априори. Объемы среды, содержащие тепловыделяющую примесь, всплывают. Интересно отметить, что в найденном решении рост плавучести каждого элемента струи за счет тепловыделения в точности компенсируется уменьшением его плавучести за счет подъема в менее плотные слои окружающей среды. Поэтому плавучесть всюду равна нулю. Такие режимы с

нейтральной плавучестью оказались весьма характерными для конвекции, вызываемой объемным тепловыделением в устойчиво стратифицированной среде [3, 4, 9]. С учетом реальных краевых условий решения могут несколько отклоняться от таких режимов, но имеет тенденцию приближаться к ним.

4. Иницируемые примесью гравитационные плотностные течения

Рассмотрим в качестве примера ситуацию, возникающую при взаимодействии всплывающего облака тепловыделяющей примеси с горизонтальным скачком плотности среды. Последний может служить моделью задерживающего слоя в атмосфере. Такие слои, в которых плотность воздуха более или менее резко убывает с высотой, весьма распространены и оказывают существенное влияние на вертикальный перенос в атмосфере.

Геометрия задачи схематически изображена на рис. 1. Скачок плотности (потенциальной температуры) среды находится на уровне $z = 0$. Выше и ниже скачка среда предполагается нейтрально стратифицированной. Поскольку облако всплывает в нижней среде (в области $z < 0$), его плотность ρ_3 меньше плотности ρ_2 нижней среды. Но предполагается, что в рассматриваемом процессе его плотность (уменьшающаяся вследствие продолжающегося тепловыделения) не успевает уменьшиться до значений, меньших плотности верхней среды ρ_1 . Таким образом, облако находится у границы раздела двух сред и имеет промежуточное значение плотности: $\rho_1 \leq \rho_3 \leq \rho_2$. Сходные задачи встречаются, например, в океанологии [10]. Простое рассмотрение показывает, что в таких случаях в жидкости промежуточной плотности возникают горизонтальные градиенты давления, которые приводят к горизонтальной дивергенции — растеканию этой жидкости вдоль границы раздела ("интрузия жидкости промежуточной плотности вдоль границы раздела двух сред"). Для описания нелинейной динамики такой интрузии воспользуемся моделью Баренблатта [10]. Но рассматриваемая нами ситуация сложнее, чем в океанологии, поскольку в облаке происходит тепловыделение, так что его плавучесть не фиксирована, а со временем растет. Поэтому модель [10] в данном случае нуждается в обобщении.

Как и в [10], рассматриваем интегральную модель с осреднением по вертикали. Пренебрегаем перемешиванием облака с окружающей средой, но учитываем трение, т.е. вертикальный обмен количеством движения. Рассматривается "вязкая" стадия эволюции облака, когда его горизонтальный размер уже много больше вертикального, и горизонтальный градиент давления в основном уравновешивается силами трения.

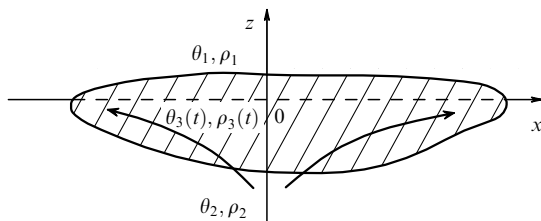


Рис. 1. Схема взаимодействия облака тепловыделяющей примеси с горизонтальным скачком плотности среды. Последний находится на уровне $z = 0$. Заштриховано облако примеси, стрелками обозначены линии тока.

Избыточное давление, возникающее в жидкости промежуточной плотности, как нетрудно показать [10], выражается через толщину слоя этой жидкости $h(x, y, t)$ и плотности сред следующим образом:

$$p = \frac{gh(\rho_2 - \rho_3)(\rho_3 - \rho_1)}{2(\rho_2 - \rho_1)}.$$

При этом доля жидкости промежуточной плотности, внедрившаяся в верхний слой, составляет

$$\sigma = \frac{h_1}{h} = \frac{\rho_2 - \rho_3}{\rho_2 - \rho_1}; \quad 0 \leq \sigma \leq 1 \quad \text{при} \quad \rho_1 \leq \rho_3 \leq \rho_2.$$

Предполагаем, что примесь равномерно распределена по объему облака; возмущения температуры и плотности по мере тепловыделения линейно нарастают по абсолютной величине со временем:

$$\Delta\theta_3 = \kappa\mu t, \quad \rho_3 = \rho_2 - \bar{\rho}\kappa\mu t,$$

где $\bar{\rho}$ — среднее значение плотности.

Модель [10] рассматривает два уравнения для двух неизвестных функций горизонтальных координат и времени: толщины облака $h(x, y, t)$ и горизонтальной скорости его растекания $\mathbf{v}(x, y, t)$. Первое из этих уравнений — баланс сил горизонтального градиента давления $\mathbf{F}_p \sim -\text{grad}(ph)$ и силы трения $\mathbf{F}_r \sim \mathbf{v}/h$. Второе — уравнение сохранения массы облака:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \text{div}(h\mathbf{v}) = 0.$$

Исключая одно из неизвестных, нетрудно свести систему к одному уравнению типа нелинейного уравнения теплопроводности [10, 11]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = k \cdot \Delta(h^4). \quad (8)$$

Здесь Δ — горизонтальный оператор Лапласа,

$$k = \frac{g(\rho_2 - \rho_3)(\rho_3 - \rho_1)}{8c\nu(\rho_2 - \rho_1)},$$

ν — динамическая вязкость среды, c — безразмерная эмпирическая константа.

В настоящем случае вышеприведенные равенства также справедливы. Но коэффициент k теперь зависит от времени ввиду зависимости от времени плотности облака ρ_3 . Это делает задачу неавтономной; степенные асимптотики отсутствуют. Но введение новой временной переменной $\tau = \int_0^t k(t') dt'$ формально сводит уравнение (8) к виду, полученному в [10]. В [12] найдены решения, обобщающие автомодельные решения [10]. Решения [12] описывают гравитационное растекание облака тепловыделяющей примеси вдоль границы раздела. Но, в отличие от [10], временная зависимость этого растекания более сложна, чем степенная, и время растекания конечно. Через известный промежуток времени плотность облака примеси вследствие тепловыделения становится меньше значения ρ_1 , и это облако "пробивает" задерживающий слой — полностью внедряется в область $z > 0$.

Отметим, что к описанной выше ситуации весьма близки натурные эксперименты [2]. В этих экспериментах облака угольной сажи, поглощающие солнечную энергию, действительно "пробивали" задерживающие слои в атмосфере. Тем самым продемонстрирована принципиальная возможность такого рода активных воздействий на некоторые атмосферные процессы. Но выполненных в [2] измерений, вообще говоря, недостаточно для количественного сравнения теории с экспериментом.

5. Пример самовоздействия примеси, связанного с ее влиянием на турбулентность среды

Пусть в турбулентном потоке (например, в горизонтально-однородном приземном слое атмосферы) содержится невискозная тепловыделяющая примесь. Тепловыделение приводит к повышению температуры среды. Если при этом температура нижней границы остается фиксированной (температура почвы или водной поверхности более консервативна, чем температура воздуха), то возникает и усиливается перегрев среды относительно нижней границы $z = 0$. Это означает возникновение в среде устойчивой плотностной стратификации и подавление турбулентности, что, в свою очередь, влияет на перенос и распределение примеси.

В простейшем случае горизонтально-однородного плоскопараллельного потока стационарная система уравнений гидродинамики, переноса тепла и примеси имеет вид

$$\frac{d}{dz} K \frac{du}{dz} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\alpha_T K \frac{d\theta}{dz} \right) + \alpha_\mu = 0, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dz} \alpha_\mu K \frac{d\mu}{dz} = 0. \quad (11)$$

Здесь u — горизонтальная скорость, K — коэффициент турбулентной вязкости, α_T , α_μ — безразмерные величины, описывающие отличие коэффициентов турбулентного переноса тепла и примеси от коэффициента вязкости. Для замыкания системы по турбулентности воспользуемся стационарным уравнением баланса турбулентной энергии в форме Колмогорова – Момина [13, 11, 14]:

$$K \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \alpha_g \alpha_T K \frac{d\theta}{dz} - \frac{K^3}{c_1^4 l^4} = 0, \quad (12)$$

$$K = l \sqrt{b}. \quad (13)$$

Здесь l — масштаб турбулентности, b — удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций, c_1 — безразмерная эмпирическая константа. Напомним, что первое слагаемое в (12) описывает генерацию турбулентности, второе — ее затухание (при $d\theta/dz > 0$) вследствие работы сил плавучести, третье — диссипацию турбулентности. В (12) не учтена диффузия турбулентной энергии. Это упрощение считается оправданным в ситуациях с достаточно устойчивой стратификацией. В настоящем случае его справедливость может быть проверена апостериори.

Относительно масштаба турбулентности можно высказать следующие соображения. При рассматриваемой нами достаточно устойчивой стратификации, вертикальный масштаб турбулентных пульсаций относительно мал и лимитируется прежде всего силами плавучести. Если характерная скорость турбулентного движения порядка $b^{1/2}$, то легко оценить, что частица среды, движущаяся вертикально с такой скоростью, пройдет (без учета трения и теплообмена) расстояние порядка $[b/(\alpha_g d\theta/dz)]^{1/2}$ прежде, чем будет остановлена силами плавучести. Это значение и примем в качестве масштаба турбулентности:

$$l = s \left[\frac{b}{\alpha_g (d\theta/dz)} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где s — безразмерная константа. Такая гипотеза замыкания согласуется также с соображениями размерности и подобия [4, 14]. Теперь система уравнений (9)–(14) замкнута; остановимся на граничных условиях.

Уравнения (9) и (11) соответствуют постоянству вертикальных диффузионных потоков через рассматриваемый слой среды (распространенное определение приземного слоя атмосферы — "слой постоянных потоков" [13, 11]). В данном случае мы рассматриваем ситуацию с устойчивой стратификацией, когда поток тепловыделяющей примеси направлен сверху вниз:

$$\alpha_\mu K \frac{d\mu}{dz} = M_1 = \text{const} > 0. \quad (15)$$

На нижней границе $z = 0$ можно принять, например, условия поглощения примеси $\mu = 0$. Там же, естественно, принять и условия прилипания для скорости: $u = 0$. Поток количества движения через рассматриваемый слой, согласно традициям теории приземного слоя атмосферы, выразим через "скорость трения" u_* :

$$K \frac{du}{dz} = u_*^2. \quad (16)$$

Температуру на нижней границе можно считать фиксированной: $\theta = \theta_0$. Постановка верхнего граничного уровня для температуры не столь ясна. Но поскольку в данном случае удастся найти общее решение нелинейной системы (9)–(14), нет необходимости заранее уточнять все граничные условия. После того, как общее решение будет найдено, можно рассматривать различные варианты краевых условий.

Из (13) и (14)

$$b = \frac{1}{s} \left(\alpha_g \frac{d\theta}{dz} \right)^{1/2} K, \quad l = (sK)^{1/2} \left(\alpha_g \frac{d\theta}{dz} \right)^{-1/4}.$$

С учетом этого третье слагаемое в (12) оказывается пропорциональным второму, так что это уравнение принимает вид

$$K \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \lambda \alpha_T \alpha_g K \frac{d\theta}{dz} = 0,$$

где $\lambda = 1 + (s^2 c_1^4 \alpha_T)^{-1}$. При $K \neq 0$ отсюда следует однозначная связь между вертикальными градиентами температуры и скорости:

$$\frac{du}{dz} = \left(\lambda \alpha_T \alpha_g \frac{d\theta}{dz} \right)^{1/2} = (\lambda \alpha_T)^{1/2} N, \quad (17)$$

где $N = (\alpha_g d\theta/dz)^{1/2}$ — "частота плавучести" (частота Брента – Вайсяля).

При отсутствии тепловыделяющей примеси рассматриваемая система уравнений имеет решение с линейными профилями скорости и температуры:

$$\frac{du}{dz} = \frac{\lambda \alpha_g P}{u_*^2}, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{\lambda \alpha_g P^2}{\alpha_T u_*^4}, \quad K = \frac{u_*^4}{\lambda \alpha_g P},$$

$$b = \frac{u_*^2}{s(\alpha_T \lambda)^{1/2}}, \quad l = \left(\frac{\alpha_T s^2}{\lambda^3} \right)^{1/4} \frac{u_*^3}{\alpha_g P}.$$

Здесь нормированный поток тепла $P = \alpha_T K d\theta/dz$ — постоянная величина (при отсутствии объемного тепловыделения). Это решение соответствует распространенным представлениям о структуре турбулизованного слоя постоянных потоков при устойчивой стратификации [14].

При наличии примеси из (10), (16) и (17) нетрудно получить соотношение

$$\mu = - \frac{u_*^4}{\alpha_g \lambda} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\lambda K} \right). \quad (18)$$

Уравнения (17), (18) сводятся к одному уравнению, линейному относительно функции K^{-1} :

$$\frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{1}{K} \right) + \frac{\lambda \alpha g \kappa M_1}{\alpha_\mu u_*^4} \frac{1}{K} = 0 \quad (19)$$

(использовано предположение о постоянстве α_T и, следовательно, λ). Если и α_μ предполагать постоянной, то (19) элементарно интегрируется, после чего находятся и остальные неизвестные. При указанных выше краевых условиях решение имеет вид

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{P_0}{\kappa H} \sin \frac{z}{H}; \quad u = \frac{\lambda \alpha g H P_0}{u_*^2} \sin \frac{z}{H}; \\ \theta &= \theta_0 + \frac{\lambda \alpha g H P_0^2}{2 \alpha_T u_*^4} \left[\frac{z}{H} + \frac{1}{2} \sin \left(2 \frac{z}{H} \right) \right]; \\ K &= \frac{u_*^4}{\lambda \alpha g P_0 \cos(z/H)}, \quad l = \left(\frac{\alpha_T s^2}{\lambda^3} \right)^{1/4} \frac{u_*^3}{\alpha g P_0 \cos(z/H)}; \\ b &= \frac{u_*^2}{s \sqrt{\lambda \alpha_T}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь P_0 — постоянная интегрирования, имеющая смысл значения нормированного потока тепла $\alpha_T K d\theta/dz$ при $z = 0$; вертикальный масштаб

$$H = u_*^2 \left(\frac{\alpha_\mu}{\lambda \alpha g \kappa M_1} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Величины μ и K по их смыслу не могут быть отрицательными. Между тем, в найденном выше решении они, вообще говоря, знакопеременны. Это означает, что имеющее физический смысл стационарное решение возможно не при любых значениях параметров задачи. В частности, оно может быть определено только в слое, толщина которого не превышает четверти периода синусоиды $\sin(z/H)$, т.е. в области

$$0 \leq z \leq \frac{\pi}{2} \left(\frac{\alpha_\mu}{\lambda \alpha g \kappa M_1} \right)^{1/2} u_*^2.$$

Отметим, что подобное ограничение получается и при любых других разумных граничных условиях. Оно может быть интерпретировано следующим образом. В рассматриваемом слое среды выделяется тепло, которое диффундирует вниз к поверхности $z = 0$. С ростом тепловыделения (т.е. с ростом потока M_1 тепловыделяющей примеси) в среде увеличивается устойчивый вертикальный градиент температуры, связанный с перегревом среды относительно нижней границы $z = 0$. Настоящая нелинейная модель описывает подавление турбулентного обмена при усиле-

нии устойчивости стратификации. С ростом M_1 увеличиваются количества примеси и тепла, которые должны выводиться из среды на уровне $z = 0$, а возможности отвода тепла и примеси, наоборот, уменьшаются в связи с ослаблением турбулентного обмена. Поэтому в турбулентной среде может происходить "самозамыкание" примеси. Стационарные решения возможны лишь при не слишком больших значениях потока примеси и (или) в не слишком толстых слоях среды.

6. Заключение

Выше приведены лишь отдельные примеры, иллюстрирующие различные механизмы самовоздействия тепловыделяющей примеси в жидкой среде. В литературе рассмотрен и ряд других ситуаций. Например, если примесь вносится в среду не сверху (как в разделе 5), а снизу, то тепловыделение может приводить к усилению турбулентности [15]. В этом случае вместо "самозамыкания" примеси, рассмотренного в разделе 5, имеет место ее самоиндуцированный перенос. Не вызывает сомнений то, что возможные проявления рассмотренных эффектов не ограничиваются задачами физики атмосферы и могут представлять более общий интерес.

Список литературы

1. Gray W M et al. *J. Appl. Meteorol.* **15** 355 (1976)
2. Radke L F et al. *J. Geophys. Res.* **95** ND9 14071 (1990)
3. Ингель Л Х, в сб. *Активные воздействия на гидрометеорологические процессы. Тр. Всесоюзной конференции* (Киев, 1987) (Л.: Гидрометеиздат, 1990) с. 444
4. Ингель Л Х "Гидротермодинамические эффекты тепловыделяющей примеси и других объемных источников тепла в атмосфере" Дис. ... д-ра физ.-мат. наук (Обнинск, 1996)
5. Матвеев Л Т *Курс общей метеорологии. Физика атмосферы* (Л.: Гидрометеиздат, 1984)
6. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986)
7. Шлихтинг Г *Теория пограничного слоя* (М.: Наука, 1974)
8. Гебхард Б и др. *Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен* (М.: Мир, 1991)
9. Ингель Л Х *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа* (1) 156 (1984)
10. Баренблатт Г И *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана* **23** 195 (1978)
11. Баренблатт Г И *Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика* (Л.: Гидрометеиздат, 1982)
12. Ингель Л Х, Сомова С М *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана* **21** 1132 (1985)
13. Монин А С, Яглом А М *Статистическая гидромеханика* Т. 1 (СПб.: Гидрометеиздат, 1992)
14. Ингель Л Х *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана* **22** 10 (1985)
15. Ингель Л Х *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана* **20** 318 (1984)

Self-action of heat-releasing admixtures in a liquid medium

L.Kh. Ingel'

*Institute of Experimental Meteorology, SPA "Typhoon",
prosp. Lenina 82, 249020 Obninsk, Kaluga Region, Russia
Tel. (7-08439) 7-13 21. Fax (7-08439) 4-09 10
E-mail: typhoon@storm.iasnet.com*

A heat-releasing admixture in a liquid or gaseous medium gives rise to and is transferred by convective flows and gravitational density flows, making it possible to speak of its self-induced transfer. In contrast to classical convection problems, however, the heat release field is not specified in this case and is solved for self-consistently as also are the temperature, velocity, and admixture concentration fields. Owing to its strata stabilisation and turbulence suppression effects, the admixture may be 'self-closed' in a turbulent flow. Exact solutions of relevant nonlinear problems are presented and analyzed.

PACS numbers: **44.25. + f, 47.27. + i**

Bibliography — 15 references

Received 17 June 1997