



ИБРАЭ

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

Труды ИБРАЭ

БЕЗОПАСНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ ГАЗОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ

НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

ТРУДЫ ИБРАЭ

Под общей редакцией члена-корреспондента РАН

Л. А. Большова

Выпуск 10

БЕЗОПАСНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ ГАЗОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ

Научный редактор

доктор физико-математических наук *В. М. Головизнин*

Москва Наука 2009

УДК 621.6
ББК 65304.13
Т78

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук *В. А. Гальбург*,
доктор физико-математических наук *В. Ф. Стрижов*

Труды ИБРАЭ РАН / под общ. ред. чл.-кор. РАН Л. А. Большова ; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. — М. : Наука, 2007—

Вып. 10 : Безопасность и надежность газотранспортной системы / науч. ред. В. М. Головизнин. — 2009. — 143 с. : ил. — ISBN 978-5-02-037455-3 (в пер.).

Публикуемые работы связаны с обеспечением надежности функционирования и безопасности предприятий и объектов газовой промышленности. Решаемые в них проблемы имеют много общего с задачами, стоящими перед атомной отраслью, что позволяет использовать общие методы исследования. Один из важнейших вопросов, обсуждаемых в статьях сборника, — обнаружение и контроль утечек природного газа на разных звеньях технологической цепи. Авторы разработали ряд оригинальных методик, многие из которых реализованы в виде программных средств и применяются на практике.

Для студентов, аспирантов и специалистов в области анализа и оценки безопасности промышленных объектов.

Proceedings of IBRAE RAS / Ed. by L. A. Bolshov ; Nuclear Safety Institute (IBRAE) RAS. — Moscow : Nauka, 2007—

Issue 10 : Safety and Reliability of the Gas-Transport System / Ed. by V.M. Goloviznin. — 2009. — 143 p. : ill. — ISBN 978-5-02-037455-3 (bound).

This issue is devoted to the problems of reliability and safety of gas industry objects providing. These problems have much in common with ones in nuclear industry and this allows to use the same methods and approaches. The one of the most important problems discussing in the articles in this issue is the problem of detecting and control of natural gas leakage at different elements of process flow-sheet. A set of original methods for solving these problems has been developed by authors. Some of them are realized in computer codes and are used in practice. The issue should be interested for students and specialists on analyses and assessment of industry reliability and safety.

ISBN 978-5-02-037455-3

- © Продолжающееся издание «Труды ИБРАЭ РАН», 2007 (год основания), 2009
- © Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2009
- © Коллектив авторов, 2009
- © Редакционно-издательское оформление. Издательство «Наука», 2009

Содержание

| | |
|--|-----|
| Предисловие | 5 |
| Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы <i>В. Н. Семенов, А. С. Филиппов, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, Ю. В. Катмышков, П. Г. Филиппов, В. Н. Моисеев, Р. А. Ярков</i> | 9 |
| Температурные аномалии при произвольном расположении источника утечки газа на подземном трубопроводе <i>В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. С. Филиппов, А. Л. Фокин</i> | 35 |
| Температурные аномалии на поверхности грунта при наличии источников тепла или карстовых пустот <i>В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. С. Филиппов, А. Л. Фокин</i> | 49 |
| Методы оценки размера утечек природного газа по концентрации метана в воздухе <i>В. Н. Семенов, О. С. Сороковинова, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, А. С. Филиппов, П. Г. Филиппов, С. Н. Журкин</i> | 83 |
| Модель атмосферного переноса с учетом плавучести <i>В. Н. Семенов, О. С. Сороковинова, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, А. С. Филиппов, П. Г. Филиппов, С. Н. Журкин</i> | 115 |
| Оценка уровня шума действующего подводного трубопровода и его влияния на системы связи Военно-морского флота <i>В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, А. С. Филиппов</i> | 121 |

Предисловие

В этом выпуске представлены работы, выполненные в ИБРАЭ РАН по заказам РАО «Газпром», частично в рамках Комплексной научно-технической программы «Повышение технологической безопасности и устойчивости функционирования объектов РАО “Газпром”».

Согласно современным представлениям, анализ безопасности промышленных предприятий должен включать изучение механизмов возникновения и развития аварий как одного из состояний технической системы. Одним из важнейших этапов при анализе риска является прогнозирование развития аварийного процесса и оценка масштаба действия характерных для данной аварии поражающих факторов.

Многие явления, сопровождающие аварийные режимы объектов газовой отрасли, имеют место и на других промышленных объектах, например на объектах ядерной энергетики. Такие процессы, как истечение жидких, газообразных и двухфазных сред из сосудов высокого давления при их разрушении или повреждении, образование горючих газовых смесей, горение и взрыв таких смесей в помещениях или в открытом пространстве, воздействие взрывных нагрузок на технологическое оборудование, выбросы и рассеивание в атмосфере вредных материалов в аэрозольной или газовой форме, являются предметом изучения в связи с работами по повышению безопасности атомной энергетики.

При всем различии в масштабах и характеристиках рабочих сред перечисленные явления имеют общую физическую природу. Описывающие их модели должны исходить из одних физических принципов и описывать сходные процессы, характерные для аварийных сценариев на объектах как газовой, так и атомной отраслей.

Это дает возможность использовать опыт моделирования аварийных процессов, анализа безопасности и риска, накопленный в одной отрасли, при решении сходных задач в другой.

Одной из главных для газовой отрасли проблем является контроль утечек метана в окружающую среду. Известно, что утечка в атмосферу 5% добываемого метана эквивалентна по парниковому эффекту сжиганию

остальных 95%. В соответствии с современными экологическими представлениями поступление метана в атмосферу должно контролироваться, а его техногенные выбросы ограничиваться путем введения платы и штрафных санкций за превышение установленных пределов выбросов. Этим объясняется важность обнаружения мест утечек и оценки размеров потерь природного газа на объектах добычи, переработки и транспортировки.

В связи с большой протяженностью трубопроводной транспортной системы и множеством потенциальных источников выброса метана желательно иметь дистанционные методы обнаружения и оценки размеров утечек природного газа, которые могли бы использовать авиационную технику (вертолеты или самолеты).

В сборник вошло несколько статей, посвященных исследованию таких методов. Один из них предназначен для обследования подземных трубопроводов и основан на наблюдении и измерении понижения температуры почвы над местом утечки из-за эффекта Джоуля — Томсона при фильтрации газа через слой почвы. Построена физическая теория формирования температурной аномалии и описан метод оценки размера утечки по величине перепада температуры, который может быть измерен дистанционно с помощью тепловизора, установленного на вертолете.

Тот же тепловизионный метод может использоваться для обнаружения непроектных положений трубы (изменений глубины залегания) и карстовых полостей вблизи трубопровода, представляющих серьезную опасность для трубопроводной системы. Оценки возможностей этой методики даны в работах, включенных в сборник. В них также описаны методы обработки данных аэрофотосъемки в разных участках спектра, позволяющие выделить сигнал при высоком уровне помех.

Обнаружить и оценить утечки природного газа можно путем непрерывного измерения концентрации метана в воздухе с помощью датчика (датчиков), установленного на вертолете или самолете. При облете предприятия газовой промышленности датчик подает сигнал в момент пересечения струи метана, распространяющейся по ветру от источника. Одна из публикуемых статей посвящена разработке и испытанию методов восстановления интенсивности утечки по характеристикам сигналов с подвижного датчика концентрации. В частности, предложена методика, использующая решение «обратной задачи» атмосферного рассеивания.

В сборник включена работа по оценке влияния подводного трубопровода на окружающую среду (имеется в виду трубопровод «Голубой поток», проложенный по дну Черного моря). Проведена оценка уровня акустического шума от турбулентной конвективной колонки, формирующейся над трубой вблизи российского берега, где труба значительно теплее окружающей воды. Оценка проводилась в связи с вопросом о возможности появления помех для акустических систем связи и обнаружения Военно-морского флота.

Методики оценки размера утечек газа реализованы в компьютерных программах, которые могут использоваться при анализе результатов обследования трубопроводов и других объектов газотранспортной системы.

Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы

*В. Н. Семенов, А. С. Филиппов, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин,
Ю. В. Катъшков, П. Г. Филиппов, В. Н. Моисеев, Р. А. Ярков*

1. Введение

Обнаружение мест утечек и оценка размеров потерь природного газа на объектах добычи, переработки и транспортировки становятся важной задачей для газовой отрасли. Согласно современным экологическим воззрениям, поступление метана в атмосферу должно контролироваться, а техногенные выбросы — ограничиваться путем введения платы и штрафных санкций за превышение установленных пределов выбросов, что делает актуальной задачу определения источников поступления метана в атмосферу на всех элементах технологической цепи.

Решение этой задачи требует создания методик, обеспечивающих надежное обнаружение утечек и получение количественных данных об их размерах. В силу значительной протяженности газотранспортной системы и большого количества потенциальных источников выброса метана соответствующие методы должны использовать данные, которые могут быть получены дистанционно, например с использованием авиационной техники (вертолета или самолета).

В настоящей работе предложена модель и приведен метод расчета параметров отрицательных температурных аномалий, возникающих при фильтрации метана, вытекающего из сквозного дефекта в трубе, через окружающий трубу грунт. Методика может быть использована для оценки размера утечки метана через повреждения в подземной части трубопровода.

Отрицательные температурные аномалии в местах повреждения трубы и утечки газа возникают при дросселировании газа к дневной поверхности. При понижении давления газ охлаждается (положительный эффект Джоуля—Томсона в метане) и охлаждает почву над повреждением.

Величина температурной аномалии помимо расхода газа определяется состоянием газа при фильтрации и метеорологическими параметрами, влияющими на обмен теплом между поверхностью и атмосферой (под величиной аномалии здесь понимается максимальная разность температур на поверхности внутри холодного пятна и вдали от него).

Ниже описывается модель, устанавливающая связь между расходом газа в утечке и величиной аномалии при заданных метеорологических параметрах. Это дает возможность по наблюдаемой разности температур определить величину утечки.

2. Основные уравнения

Будем рассматривать стационарную задачу о тепловом взаимодействии вытекающего из трещины газа с окружающим грунтом. При этом исходим из следующих основных допущений:

- грунт представляет собой однородную пористую среду;
- скорость фильтрации газа через эту среду много меньше скорости звука во всей области течения, что дает возможность пренебречь кинетической энергией газа.

Последнее допущение требует проверки. Условие его применимости будет определено ниже.

При этих предположениях фильтрационный поток газа из трещины через слой почвы определяется законом Дарси

$$J = \rho V = \frac{k}{\nu} \text{grad } P = \frac{k\rho}{\mu} \text{grad } P, \quad (1)$$

где P — давление; ν — кинематическая вязкость; μ — динамическая вязкость; ρ — плотность газа; V — фильтрационная скорость течения; k — проницаемость среды. Скорость фильтрации определяется как расход газа через единичное сечение, отнесенный к этому сечению. Эта величина в m раз (m — пористость среды) отличается от физической скорости течения внутри микроскопического канала в среде. Проницаемость k имеет порядок $m^3 r^2$, где r — величина порядка характерного радиуса пор.

Правая часть уравнения (1) пропорциональна плотности, поскольку динамическая вязкость газов фактически не зависит от плотности, а кинематическая вязкость пропорциональна плотности.

Поток газа J должен удовлетворять уравнению непрерывности, которое для стационарного случая имеет вид

$$\operatorname{div}(\rho V) = \operatorname{div} J = 0.$$

Вместе с (1) это соотношение позволяет получить уравнение для давления

$$\operatorname{div}\left(\frac{k}{\mu}\rho(P, T_g) \operatorname{grad} P\right) = 0. \quad (2)$$

В этом выражении плотность выражена через давление и температуру из уравнения состояния. В случае идеального газа

$$\rho(P, T_g) = \frac{P}{R_g T_g},$$

где R_g — газовая постоянная; T_g — температура газа.

Параметры газа при стационарной фильтрации должны удовлетворять также условию сохранения энергии с учетом теплообмена с матрицей:

$$\operatorname{div}(Jw) = J \operatorname{grad} w = K(T_g - T_s), \quad (3)$$

где $w = w(P, T_g)$ — удельная энтальпия газа как функция его температуры и давления; T_s — температура твердой матрицы. Правая часть уравнения (3) описывает теплообмен между газом и твердой матрицей, который должен быть пропорционален разности температур газа и матрицы. Коэффициент K имеет порядок $m\kappa_g/r_2$, где κ_g — теплопроводность газа.

Теплопроводность газа мы считаем много меньшей, чем теплопроводность грунта, а его среднюю объемную теплоемкость (при сопоставимых объемах пор и собственно матрицы) — также много меньшей, чем у грунта.

Температура грунта должна удовлетворять уравнению сохранения энергии с учетом обмена с газом:

$$\operatorname{div}(\kappa_s \operatorname{grad} T_s) = -K(T_g - T_s), \quad (4)$$

где κ_s — теплопроводность грунта.

Уравнения (2), (3), (4) в принципе полностью определяют три неизвестные величины: давление, температуру газа и температуру грунта — P , T_g , T_s .

Эти уравнения являются точными и не содержат никаких упрощений и предположений.

Ниже для справки приведены некоторые фигурирующие в задаче параметры грунтов и свойства газа, которые будут использоваться в дальнейших оценках. Указаны средние значения параметров для разных типов грунтов (данные взяты из [1; 2]).

Грунты:

| | |
|-------------------------------|--|
| проницаемость типа супеси | $k \approx 10^{-11} - 10^{-12} \text{ м}^2$; |
| соответствующий ей радиус пор | $r \approx 0,3 - 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$; |
| плотность | $\rho_s \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; |
| теплоемкость | $C_{ps} \approx 0,8 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$; |
| теплопроводность (глина) | $\kappa_s \approx 0,7 - 0,9 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; |
| температуропроводность | $\chi_s \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. |

Метан (свойства даны при нормальных температуре и давлении):

| | |
|-------------------------|---|
| кинематическая вязкость | $\nu \approx 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; |
| теплоемкость | $C_p = 2,23 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$; |
| теплопроводность | $\kappa = 34,2 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; |
| температуропроводность | $\chi \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; |
| плотность | $\rho \approx 0,8 \text{ кг/м}^3$. |

Скорость фильтрации на поверхности почвы при расходах газа через трещину, классифицируемых как самые малые утечки (300 г/с), должна составлять $5 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$. При средних и больших утечках скорость фильтрации будет соответственно на порядок и на два порядка больше указанной величины.

Система уравнений (1) — (4) может быть существенно упрощена. Прежде всего замечаем, что тепловой эффект Джоуля—Томсона в метане при изменении его давления от 70 до 1 атм составляет около 20° [2], т. е. всего 7% от средней температуры. Пренебрегаем в уравнении (2) вариациями температуры и неидеальностью газа (метана), а также изменениями вязкости и проницаемости, после чего это уравнение переходит в форму

$$\frac{k}{\mu R_g T_g} \Delta P^2 = 0. \quad (2a)$$

Таким образом, квадрат давления является гармонической функцией. Это уравнение отщепляется от остальных и полностью независимо определяет распределение давления и скорости фильтрации.

Далее оценим члены в левой и правой частях уравнения (3). Левая часть имеет порядок $\rho C_p T_g V / R$, где C_p — теплоемкость метана; R — порядок размера неоднородности температуры (в данном случае это текущий радиус, отсчитываемый от положения трещины как от центра), а правая часть — порядок $m \kappa_g (T_g - T_s) / r^2$. Отсюда получаем отношение разности температур газа и грунта к температуре грунта

$$\frac{T_g - T_s}{T_s} = \frac{r^2 V}{\chi m R},$$

где $\chi = \kappa_g / \rho C_p$ — температуропроводность газа. Оценка этого отношения для приведенных выше параметров газа, пористой среды и интересующих нас размеров $R \geq 0,1$ м дает

$$\frac{r^2 V}{\chi m R} \leq 0,5 - 5 \cdot 10^{-5} \ll 1.$$

Но при $\frac{r^2 V}{\chi m R} \approx \frac{T_g - T_s}{T_s} \ll 1$ можно считать $T_g = T_s$ и тем самым исключить из рассмотрения одну из неизвестных — T_g .

Уравнение (4) теперь может быть переписано в виде

$$\operatorname{div}(\kappa_s \operatorname{grad} T_s) = -J \operatorname{grad}(w(T_s, P)). \quad (5)$$

Это уравнение содержит только температуру грунта T_s . Поток J и давление P являются заданными функциями координат, они определяются из уравнения (2а). Поэтому по последнему уравнению определяется температура грунта.

Преобразуем правую часть уравнения (5). Для этого рассмотрим процесс фильтрации газа в тех же условиях, но без теплообмена с грунтом (адиабатический процесс Джоуля - Томсона). Условие сохранения энергии в этом случае можно записать следующим образом:

$$\operatorname{div}(J w(T_a, P)) = J \operatorname{grad}(w(T_a, P)) = 0. \quad (6)$$

Пространственные распределения плотности потока газа J и давления P в (6) определяются по-прежнему из уравнения (2). В пределах точности сделанного пренебрежения изменением температуры в (2) эти распреде-

ления не зависят от наличия теплообмена и, следовательно, являются такими же, как и в уравнении (5). Через T_a здесь обозначена температура газа, подверженного адиабатическому (без теплообмена с пористой средой) процессу Джоуля—Томсона (с начальным давлением, равным давлению в трубе). Она является функцией только давления (и, следовательно, функцией координат).

Теперь вычтем из правой части уравнения (5) равное нулю выражение в левой части последнего равенства (6). В результате получим

$$\begin{aligned} J \operatorname{grad}(w(T_s, P)) &= J \operatorname{grad}(w(T_s, P)) - J \operatorname{grad}(w(T_a, P)) = \\ &= J \operatorname{grad}(w(T_s, P) - w(T_a, P)). \end{aligned}$$

Удельные энтальпии, входящие в разность в скобках под знаком grad , различаются только первым аргументом, температурой (давления, как уже отмечалось, в пределах указанной точности одинаковы). Разложим разность энтальпий по степеням температуры с учетом того, что $\partial w / \partial T|_p = C_p$. Подставляя разложение энтальпии в (5), получим окончательно следующее уравнение для температуры грунта:

$$\operatorname{div}(\kappa_s \operatorname{grad} T_s) = -J \operatorname{grad}(C_p(T_s - T_a)). \quad (7)$$

Напомним, что температура T_a есть заданная функция координат и выражается через давление P , которое вместе с потоком J находится из уравнения (2). Таким образом, уравнения (2) и (7) полностью описывают стационарные параметры грунта и газа при фильтрации.

3. Распределение температуры в глубине и на поверхности грунта

Оценим величины членов, входящих в уравнение (7) для конкретных значений параметров, приведенных выше. Рассмотрим какую-либо точку, находящуюся на расстоянии R от источника. В однородной среде газ от источника малых размеров будет растекаться сферически симметрично, причем $J \propto R^{-2}$. Поэтому зависимости всех величин от R являются степенными. С учетом этого находим, что левая часть имеет порядок

$$\kappa_s \Delta T_s / R^2,$$

а правая —

$$\rho C_p V \Delta(T_s - T_a) / R,$$

где ΔT_s и $\Delta(T_s - T_a)$ — изменение температуры T_s и разности $(T_s - T_a)$ на расстоянии R . Приравнивание двух последних выражений дает соотношение

$$\frac{\Delta(T_s - T_a)}{\Delta T_s} \sim \frac{\chi^*}{VR},$$

где χ^* — «гибридная» температуропроводность ($\chi^* = \kappa_s / \rho C_p$).

Для типичных свойств материалов, перечисленных выше, и для точки вблизи поверхности, где $R \approx 1$ м и $V \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м/с (малая утечка), имеем

$$\chi^* \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}, \quad VR \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}, \quad \chi^*/VR \approx 10^{-2} \ll 1.$$

Условие $\chi^*/VR \ll 1$ тем более выполняется на меньших расстояниях от источника, поскольку, как уже отмечалось, $\rho V \propto R^{-2}$, следовательно, $\rho VR \propto R^{-1}$.

Из последнего неравенства следует, что

$$\Delta(T_s - T_a) \ll \Delta T_s.$$

Поскольку на самом выходе из источника $T_s = T_a$, то

$$T_s - T_a \ll \Delta T_s.$$

Это значит, что решение уравнения (7) есть $T_s \approx T_a$, т. е. решение с нулем в левой части (7) или решение в отсутствие теплообмена между газом и грунтом ($k_s = 0$). Но такое решение не может иметь место во всей области, поскольку оно не удовлетворяет граничному условию на поверхности. Это типичная ситуация для уравнения с малым коэффициентом при старшей производной, каким является (7).

Предположим для простоты, что температура газа в трубе (и на выходе из трещины) равна невозмущенной температуре поверхности грунта, т. е. температуре вдали от места утечки («на бесконечности»).

Рассмотрим вначале случай, когда в невозмущенной части стационарный поток тепла через поверхность грунта отсутствует, теплообмен между

поверхностью и атмосферой также отсутствует и температура воздуха (точнее, потенциальная температура) равна температуре поверхности. Эти условия соответствуют нейтральной стратификации. В этом случае радиационный баланс на невозмущенной поверхности должен быть нулевым.

Решение (7) с $k_s = 0$ требует температуры на поверхности, соответствующей давлению $P = 1$ атм (т. е. на 20° ниже исходной). При этом поток энергии газа, втекающий в объем грунта из трещины в трубе, и поток энергии газа, вытекающий через поверхность в атмосферу, должны быть равны, поскольку энтальпия газа при его течении от источника к границе не меняется в соответствии с уравнением (6). Поэтому выноса тепла из грунта нет. Но охлаждение поверхности относительно температуры «на бесконечности» T_∞ должно привести к дополнительному потоку тепла на поверхность из атмосферы. В этих условиях стационарное состояние не может поддерживаться.

В действительности (по аналогии с явлением гидродинамического пограничного слоя) в данном случае температура на поверхности T_b и внутри пограничного слоя некоторой толщины d будет отличаться от адиабатической: $T_\infty > T_b > T_a$. При этом энтальпия газа в данном слое с $T > T_a$ будет больше начальной и газ будет выносить через поверхность поток энергии

$$q_b = \rho C_p V (T_b - T_a). \quad (8)$$

Этот поток в стационарном состоянии компенсируется потоком энергии из атмосферы, который должен быть пропорционален разности $T_\infty - T_b$ и может быть представлен как

$$q_a = h(T_\infty - T_b), \quad (9)$$

где h — коэффициент теплоотдачи с поверхности грунта.

В переходном приграничном слое грунта поток энергии, переносимый газом к поверхности в стационарном режиме, компенсируется теплопроводным потоком от границы к охлажденным глубоким слоям почвы. Этот поток имеет порядок

$$q_s \approx \kappa_s (T_s - T_a) / d, \quad (10)$$

где d — толщина пограничного слоя грунта. Из соотношений (8) и (10) находим, что эта толщина порядка

$$d \approx \chi^* / V \approx H / \text{Pe}^*,$$

где $Pe^* = HV/\chi^* \gg 1$ — число Пекле (здесь H — величина порядка расстояния от источника до поверхности).

Таким образом, температура поверхности грунта может быть оценена приравнением потоков (8) и (9):

$$T_b = \frac{hT_\infty + \rho C_p V T_a}{h + \rho C_p V}. \quad (11)$$

Формула (11) дает простую оценку температурной аномалии. Температура поверхности грунта оказывается прямо связанной с расходом метана, точнее, с плотностью потока метана на поверхности ρV . Средняя плотность потока находится с искомым расходом в простом соотношении

$$\rho V = Q/S,$$

где Q — расход метана; S — эффективная площадь температурной аномалии на поверхности. Ниже будет дана оценка эффективной площади.

Выражение (11) показывает, что величина температурной аномалии не зависит от свойств грунта — его проницаемости, теплопроводности, теплоемкости. Эти свойства определяют лишь размеры переходного приповерхностного слоя грунта, в котором температура газа меняется от адиабатической до температуры на поверхности. Это следствие малости теплопроводных потоков тепла в грунте по сравнению с потоками, переносимыми газом, что математически выражается в малости коэффициента при старшей производной в (7). Подчеркнем еще раз, что мы рассматриваем только стационарные состояния, в которых имеет место баланс тепловых потоков.

В выражение для величины температурной аномалии входит еще, как видно из (11), коэффициент теплоотдачи с поверхности h .

Таким образом, задача об оценке температурной аномалии фактически сводится к определению коэффициента теплоотдачи грунта.

Однако уже из (11) независимо от коэффициента теплоотдачи можно сделать определенные выводы относительно знака температурной аномалии. Если начальная температура газа в трубе такова, что $T_a = T_\infty$ (при расширении в процессе Джоуля - Томсона до 1 атм температура газа сравнивается с невозмущенной температурой поверхности), то температурная аномалия отсутствует. Если $T_a < T_\infty$, температурная аномалия отрицательная, т.е. поверхность в месте выхода метана охлаждается. Если $T_a > T_\infty$, температурная аномалия положительная, т.е. поверхность в месте выхода метана нагревается.

Предположим, что источник газа расположен на однородном участке грунта с размерами, много большими глубины источника. Рассмотрим по-прежнему случай нулевого радиационного и конвективного теплового баланса на невозмущенной поверхности.

Если температура поверхности грунта на конечной площади изменилась на некоторую величину по отношению к однородной невозмущенной температуре T_∞ , то это приведет к локальному нарушению радиационного баланса и теплового баланса с атмосферой. Суммарное изменение потока тепла должно быть равно потоку, выносимому на поверхность газом, — см. (8). В соответствии с этим величину коэффициента теплоотдачи h можно разделить на две составляющие — радиационную и конвективную:

$$h = h_r + h_c.$$

Радиационная часть коэффициента теплоотдачи. Изменение радиационного потока энергии с поверхности в связи с изменением ее температуры:

$$\delta q_R = 4q_{0R}(T_b - T_a)/T_\infty, \quad (12)$$

где q_{0R} — исходный радиационный поток с поверхности, соответствующий температуре T_∞ .

$$q_{0R} = \varepsilon\sigma T_\infty^4,$$

где σ — постоянная; ε — коэффициент испускания (коэффициент серости).

Таким образом,

$$h_r = 4q_{0R}/T_\infty. \quad (13)$$

Величина q_{0R} при $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ и $\varepsilon = 0,85$, что соответствует травянистому ландшафту, в соответствии с [3] определяется соотношением

$$q_{0R} \approx 425 \text{ Вт/м}^2.$$

Тогда из формулы (13) находим, что радиационная часть общего коэффициента теплоотдачи равна приблизительно [3]:

$$h_r \approx 5,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}). \quad (14)$$

Атмосферная часть коэффициента теплоотдачи. При обтекании ветровым потоком участка поверхности с температурой, отличной от невозмущенной, над ним возникает локальный тепловой пограничный слой, в котором и происходит теплообмен с поверхностью. Рассмотрим задачу о локальном тепловом пограничном слое в одномерной постановке, когда участок поверхности с возмущенной температурой имеет вид вытянутой поперек направления ветра полосы.

Рассматриваем случай нейтральной стратификации (невозмущенный поток в атмосферу нулевой, невозмущенные температуры поверхности и воздуха совпадают).

Пусть скорость ветра направлена по оси x и равна $U_x(z)$ — высота от поверхности, а профиль температуры внутри вытянутой вдоль оси y полосы имеет вид «ступеньки» ($T = T_b$ при $0 < x < D$ и $T = T_\infty$ при $x < 0, x > D$).

Размер теплового пятна на поверхности, очевидно, порядка глубины источника газа. Поэтому для оценки коэффициента теплоотдачи в данной задаче ширина «ступеньки» D должна выбираться порядка размера охлажденного пятна на поверхности. Фактически эта величина составляет около 2 м.

Стационарное распределение температуры воздуха над этим участком при ветровом обтекании будет описываться уравнением турбулентной адвекции-диффузии [4]:

$$\rho_a C_{pa} U_x(z) \frac{\partial T}{\partial x} = \rho_a C_{pa} \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (15)$$

где K_z — коэффициент турбулентного обмена в вертикальном направлении; z — высота над поверхностью; ρ_a и C_{pa} — плотность и теплоемкость воздуха.

В сформулированных выше предположениях имеет место логарифмический профиль скорости ветра [4; 5]. Предполагается, что для шероховатой подстилающей поверхности профиль дается выражениями

$$U_x(z) = \frac{u_*}{k} \ln(z/z_0), \quad \ln(z/z_0) > 1, \quad (16)$$
$$U_x(z) = \frac{u_*}{k}, \quad \ln(z/z_0) < 1,$$

а коэффициент вертикального турбулентного обмена имеет вид [4]:

$$\begin{aligned} K_z &= ku_*z, & z > z_0, \\ K_z &= ku_*z_0, & z < z_0, \end{aligned} \quad (17)$$

где u_* — динамическая скорость («скорость трения»), определяющая касательные напряжения; z_0 — размер шероховатости поверхности грунта (этот размер считаем превосходящим толщину вязкого подслоя); k — постоянная Кармана ($k \approx 0,4$).

Граничные условия для уравнения (15) таковы:

$$\begin{cases} T(x, z) = T_b & z = 0, \quad 0 < x < D, \\ T(x, z) = T_\infty & z = 0, \quad x < 0, \quad x > D, \\ T(x, z) = T_\infty & z \rightarrow \infty, \quad -\infty < x < \infty. \end{cases} \quad (18)$$

Средний поток тепла из атмосферы на участке $0 < x < D$ определяется как

$$q_A = \frac{1}{D} \int \left(\rho_a C_{pa} K_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} \right) dx \quad (19)$$

либо как

$$q_A = \frac{1}{D} \int \left(\rho_a C_{pa} U_x(z) (T - T_a) \Big|_{x=D} \right) dz, \quad (20)$$

где $T = T(x, z)$ — решение уравнения (15) с граничными условиями (18). Выражениями (19) или (20) фактически определяется атмосферная часть коэффициента h в формуле (9):

$$h_c = \frac{q_A}{T_\infty - T_b}. \quad (21)$$

Рассмотрим теперь общий случай, когда в невозмущенном состоянии имеется стационарный отличный от нуля тепловой поток с поверхности почвы q_0 (это соответствует устойчивой или неустойчивой стратификации). Локальное изменение температуры поверхности на δT_b повлечет изменение этого потока в стационарном режиме на величину δq . Искомый коэффициент теплоотдачи определяется как $h = \partial q / \partial T_b$.

Радиационная часть коэффициента теплоотдачи по-прежнему определяется формулой (13).

Для нахождения атмосферной части прежде всего замечаем, что высота локального теплового пограничного слоя (т. е. высота зоны теплового влияния охлажденной полосы) должна быть порядка ее ширины, т. е. около 2 м. Толщина слоя Монины — Обухова [6] (слоя, внутри которого не играют роли эффекты плавучести) составляет обычно 10—20 м. Будем считать, что локальный тепловой пограничный слой целиком лежит внутри слоя Монины — Обухова. Тогда профиль скорости ветра и вертикального коэффициента теплопроводности в нем по-прежнему описываются формулами (16) и (17). Конечная высота слоя Монины — Обухова L может быть учтена путем введения поправок для профилей $U_x(z)$ и $K_z(z)$ через универсальные функции скорости [7, 8]. При этом

$$K_z = ku_* z \varphi_u(z/L), \quad U_x(z) = \frac{1}{k} u_* [\ln(z/z_0) + A(z/L)],$$

где $\varphi_u(z/L)$ и $A(z/L)$ — эмпирические поправочные функции. При рассмотрении примеров мы ограничимся простейшим случаем нейтральной стратификации.

Далее вводим разность температур $\delta T(x, z) = T(x, z) - T_0(x, z)$, где $T_0(x, z)$ — невозмущенное распределение температуры в слое Монины — Обухова. Очевидно, величина $\delta T(x, z)$ удовлетворяет уравнению (15) с граничными условиями (18), в которых нужно произвести замены:

$$T_\infty \rightarrow 0, \quad T_b \rightarrow \delta T_b.$$

Изменение потока δq будет определяться по формулам (18) и (19) с заменой $T(x, z) \rightarrow \delta T(x, z)$.

Решение уравнения (15) с граничными условиями (18) фактически определяет атмосферную часть коэффициента теплоотдачи. В табл. 1 (см. с. 22) приведены результаты численного решения задачи (15)—(18). Средний коэффициент теплоотдачи определялся для вытянутой поперек направления ветра бесконечной полосы грунта, имеющей более низкую температуру поверхности. Ширина полосы вдоль направления ветра 2 м. Расчеты производились для разных значений скорости ветра и шероховатости поверхности.

Таблица 1. Средний коэффициент теплопередачи между почвой и атмосферой при разных значениях шероховатости и скорости ветра

| U , м/с | Z_0 , м | H , Вт/(м ² К) |
|-----------|-----------|-----------------------------|
| 5 | 0,10 | 146,5 |
| 10 | 0,10 | 293,6 |
| 5 | 0,03 | 76,0 |
| 10 | 0,03 | 151,7 |
| 5 | 0,01 | 47,6 |
| 10 | 0,01 | 95,1 |

Как видно из табл. 1, средний коэффициент теплоотдачи при заданном потоке сильно зависит от скорости ветра и шероховатости поверхности. Величина коэффициента составляет десятки Вт/(м²с).

Сравнивая данные табл. 1 с величиной (14), видим, что атмосферная часть коэффициента теплоотдачи значительно превосходит радиационную и обмен с атмосферой дает главный вклад в общий теплообмен с поверхностью.

4. Распределение температуры по площади тепловой аномалии

Приведенные в табл. 1 значения атмосферного коэффициента теплоотдачи фактически усреднены по ширине D полосы пониженной температуры. Соответственно и найденная по формуле (11) температура поверхности также является усредненной по ширине полосы.

В рамках используемого здесь одномерного подхода может быть определено распределение температуры поверхности вдоль потока. Оно определяется уравнением адвекции-диффузии тепла в атмосфере (17) с граничным условием на поверхности почвы, выражающим равенство потока энергии, выносимого метаном через поверхность, и потока энергии, поступающего на поверхность за счет турбулентной конвекции и нарушения радиационного баланса.

Первый поток равен $\rho C_p V(x)[T_b(x) - T_a]$, второй — $\rho_a C_{pa} K_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} + h_r [T_\infty - T_b(x)]$, причем здесь скорость фильтрации $V(x)$ и температура воздуха на поверхности $T \Big|_{z=0} = T_b(x)$ (равная температуре поверхности грунта) считаются функциями координаты x вдоль направления ветра.

Таким образом, искомое граничное условие является условием третьего рода:

$$\rho C_p V(x) [T_b(x) - T_a] = \rho_a C_{pa} K_z \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} + h_r [T_\infty - T_b(x)]. \quad (22)$$

Для его использования необходимо знать распределение потока метана на поверхности грунта $\rho V(x)$.

4.1. Распределение потока газа по поверхности пятна

Входящее в выражение для теплового потока (22) распределение плотности потока газа вдоль поверхности может быть найдено следующим образом. Квадрат давления, как уже указывалось, описывается гармоническим уравнением. Поэтому имеет место электростатическая аналогия, в которой квадрат давления аналогичен электрическому потенциалу, а плотность потока — электрическому полю. Отметим, что такая аналогия корректна для полубесконечного пространства. В нашем случае полупространство имеет цилиндрический вырез — поверхность трубы. Погрешность, которую мы допускаем, пренебрегая влиянием этого выреза, минимальна, если трещина (источник газа) находится на верхней части трубы, и максимальна, если источник расположен на нижней ее части. При этом погрешность может быть оценена как $d/(d+H)$, где d — диаметр трубы; H — высота слоя грунта над ее верхом. Приведенная оценка при $d = 0,7$ м и $H = 1,5$ м дает погрешность 30—40%.

На расстояниях, больших размера трещины, распределение давления можно считать аналогичным потенциалу точечного заряда. Распределение потока вдоль границы находится в духе электростатических аналогий суммированием потоков от двух точечных источников — настоящего и «зеркально отраженного», т. е. помещенного над поверхностью симметрично заглубленному и имеющего противоположный «заряд».

Распределение плотности потока в соответствии с решением уравнения (2):

$$\rho V(x) = J = \frac{Q}{4\pi \left(\frac{\vec{R}}{R^3} - \frac{\vec{R}_1}{R_1^3} \right)},$$

где Q — общий расход газа через трещину в трубе; \vec{R} и \vec{R}_1 — радиус-векторы из точки наблюдения на настоящий и «отраженный» источники.

В частности, на поверхности тангенциальная составляющая потока равна нулю, а нормальная распределена по площади пятна, как

$$J_n = \frac{QH}{2\pi(H^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (23)$$

где H — глубина источника; r — радиус, отсчитываемый от центра пятна по поверхности. Скорость фильтрации на поверхности

$$V(r) = J_n / \rho = \frac{QH}{2\pi\rho(H^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (24)$$

На оси симметрии пятна

$$J_{n0} = \frac{Q}{2\pi H^2}.$$

Из последнего равенства видно, что эффективная площадь пятна

$$S_{\text{eff}} = Q / J_{n0} = 2\pi H^2,$$

а эффективный радиус

$$r_{\text{eff}} = H\sqrt{2}.$$

Эта величина не зависит от расхода и определяется только глубиной источника. Таким образом, размер температурной аномалии пропорционален глубине источника. Это может быть использовано для определения глубины места утечки.

Распределение по площади пятна выносимого газом потока тепла

$$q_b(r) = \frac{QH C_p [T_b(r) - T_a]}{2\pi(H^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (25)$$

где $T_b(r)$ — распределение температуры грунта на поверхности пятна.

Таким образом, поток метана и поток энергии, связанный с ним и входящий в граничное условие, однозначно определяются расходом метана и глубиной расположения источника.

4.2. Результаты расчетов.

Определение профиля тепловой аномалии

Для решения одномерной задачи в качестве распределения скорости фильтрации, входящего в граничное условие (22), берется радиальный профиль из (23) с заменой r на x .

Предполагалось, что давление газа непосредственно на выходе из трубы равно давлению в трубе, т. е. 70 атм. Температура газа на выходе из трубы (равная температуре в трубе) равна невозмущенной температуре грунта. Эта температура была принята равной 0°C . Температурный эффект Джоуля—Томсона при снижении давления с 70 до 1 атм считался равным 20° .

Результаты расчетов представлены на **рис. 1**, **рис. 2** и в табл. 2. (см. с. 26)

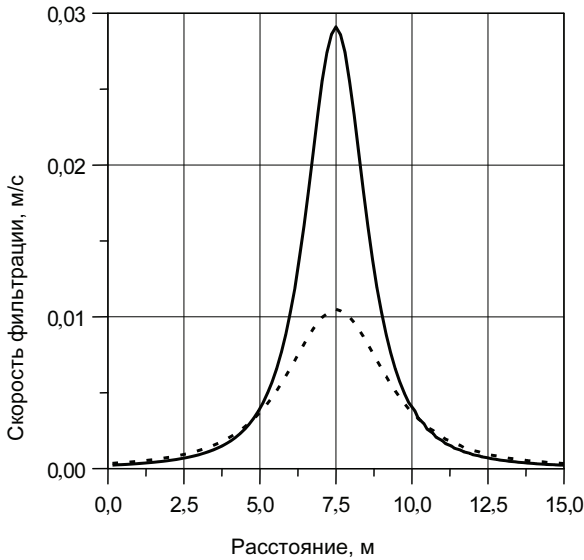


Рис. 1. Профиль скорости фильтрации метана на поверхности грунта $Q = 3 \text{ кг/с}$, $H = 1,5 \text{ м}$ (сплошная линия) и $2,5 \text{ м}$ (пунктир)

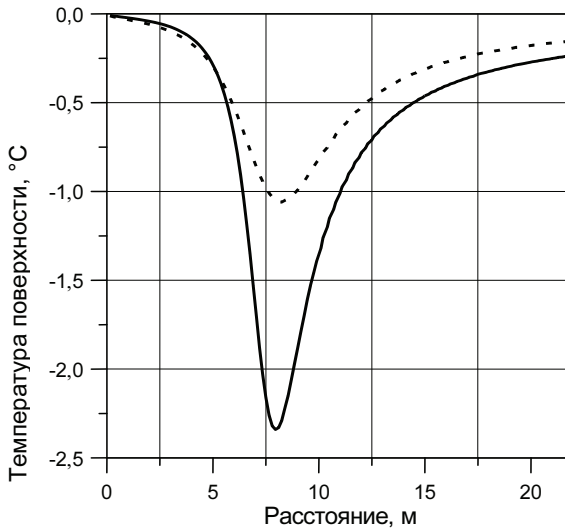


Рис. 2. Расчетное распределение температуры вдоль направления ветра в зоне выхода метана для двух значений глубины.

$Q = 0,3$ кг/с, $U = 10$ м/с, класс стабильности — D, шероховатость — 0,1 м,
 $H = 1,5$ м (сплошная линия) и 2,5 м (пунктир)

Таблица 2. Максимальная отрицательная разность температур в зоне выхода метана при разных расходах, значениях шероховатости и погодных условиях

| U , м/с | H , м | z_0 , м | Q , кг/с | ΔT_{\max} , °C |
|-----------|---------|-----------|------------|------------------------|
| 5 | 1,5 | 0,03 | 0,3 | -6,5 |
| 10 | 1,5 | 0,03 | 0,3 | -3,9 |
| 5 | 1,5 | 0,10 | 0,3 | -4,2 |
| 10 | 1,5 | 0,10 | 0,3 | -2,3 |
| 5 | 1,5 | 0,30 | 0,3 | -2,3 |
| 10 | 1,5 | 0,30 | 0,3 | -1,2 |
| 5 | 1,5 | 0,03 | 3,0 | -17,0 |
| 10 | 1,5 | 0,03 | 3,0 | -14,7 |
| 5 | 1,5 | 0,10 | 3,0 | -15,0 |
| 10 | 1,5 | 0,10 | 3,0 | -12,0 |
| 5 | 1,5 | 0,30 | 3,0 | -12,1 |

Таблица 2 (окончание)

| U , м/с | H , м | z_0 , м | Q , кг/с | ΔT_{\max} , °С |
|-----------|---------|-----------|------------|------------------------|
| 10 | 1,5 | 0,30 | 3,0 | -8,4 |
| 5 | 2,5 | 0,03 | 0,3 | -3,2 |
| 10 | 2,5 | 0,03 | 0,3 | -1,8 |
| 5 | 2,5 | 0,10 | 0,3 | -1,9 |
| 10 | 2,5 | 0,10 | 0,3 | -1,0 |
| 5 | 2,5 | 0,30 | 0,3 | -0,96 |
| 10 | 2,5 | 0,30 | 0,3 | -0,5 |
| 5 | 2,5 | 0,03 | 3,0 | -13,6 |
| 10 | 2,5 | 0,03 | 3,0 | -10,2 |
| 5 | 2,5 | 0,10 | 3,0 | -10,9 |
| 10 | 2,5 | 0,10 | 3,0 | -7,4 |
| 5 | 2,5 | 0,30 | 3,0 | -7,6 |
| 10 | 2,5 | 0,30 | 3,0 | -4,1 |

На **рис. 1** показаны профили скорости фильтрации метана вблизи поверхности грунта для двух значений глубины источника, полученные с помощью выражения (23). На **рис. 2** представлены расчетные профили температуры, соответствующие заданному профилю скорости фильтрации метана. При большей глубине источника максимальный перепад температуры оказывается меньше, а ширина охлажденного пятна — больше, чем для неглубокого источника. Профиль температуры поверхности оказывается несимметричным, хотя профиль фильтрационного потока метана симметричен относительно середины полосы. Так, положение минимума температуры не совпадает с точкой максимума потока метана и смещено в направлении ветра (ветер имеет направление в сторону возрастания x). Это связано с тем, что тепловое взаимодействие воздушного потока с поверхностью наиболее эффективно на передней кромке теплового пятна, где она обтекается «свежим» потоком. Температурное влияние выхода метана, охлаждающего участок поверхности, простирается за пределы этого участка в направлении ветра. Это происходит вследствие того, что воздух, охлажденный на «замороженном» участке, охлаждает, в свою очередь, последующие участки вниз по течению.

Данные о максимальном отклонении температуры от исходной в пределах зоны выхода метана, рассчитанные по представленной модели для разных расходов,

скоростей ветра и значений шероховатости, собраны в табл. 2. Под скоростью ветра понимается скорость на высоте 10 м, глубина источника 1,5 м.

Приведенные в табл. 2 данные позволяют при заданных погодных и ландшафтных условиях определить величину расхода метана по измеренной величине температурного эффекта в зоне выхода метана.

Как видно из табл. 2, величина температурной аномалии сильно зависит от скорости ветра и шероховатости.

Ширина охлажденной зоны на уровне 0,5 от максимального перепада температуры зависит только от глубины места утечки и составляет приблизительно 2,5—3,0 *H*.

Все полученные результаты относятся к стационарному режиму теплопередачи. Время установления такого стационарного режима, очевидно, порядка времени охлаждения потоком газа переходного поверхностного

слоя грунта глубиной d . Его можно оценить как $\tau \approx \frac{\rho_s C_{ps}}{\rho C_p} \frac{d}{V}$. Это время

при минимальном расходе метана 300 г/с и $d \sim 0,1$ м оказывается порядка $2 \cdot 10^3$ с ≈ 1 ч. Следовательно, приведенные результаты корректны, когда атмосферные условия остаются неизменными в течение часа.

4.3. Необходимый объем дополнительной информации

Как показано выше, температурный эффект от выхода метана не зависит от свойств грунта, так что информация об этих свойствах для оценки расхода не требуется. Задача о распределении температуры поверхности в зоне выхода метана свелась к задаче об атмосферном переносе тепла, описываемом уравнением (15) с граничным условием (22).

Решение этой задачи полностью определяется следующими параметрами (помимо расхода метана):

- высотный профиль скорости ветра в диапазонах высот до 5—6 м;
- шероховатость поверхности в области выхода газа;
- класс устойчивости атмосферы;
- глубина места утечки.

Обычная распространяемая метеорологическая информация не содержит данных о профиле скорости ветра в приземном слое толщиной 5 м. Этот параметр может быть определен по синоптическим данным на основании методики, описанной в [9]. Для такого восстановления требуется знание класса устойчивости атмосферы.

Следует отметить, что математическое решение задачи о температуре поверхности исходит из предположения о стационарности процесса теплообмена. Время установления стационарного состояния, как будет показано ниже, порядка десятков часов. Поэтому в данном случае речь должна идти не о скорости ветра непосредственно в момент измерения аномалии, а о средней скорости за предыдущие 10—20 ч.

Шероховатость поверхности, как видно из результатов расчетов, сильно влияет на интенсивность теплообмена и, следовательно, на результат оценки утечки. Для определения шероховатости требуются длительные прецизионные измерения на местности. На практике существуют методы приблизительной оценки шероховатости по характеру ландшафта. Примерная таблица для определения шероховатости по ландшафтным признакам приведена в следующем подразделе.

Диапазон изменения глубины места утечки невелик и равен диаметру трубы. В принципе для оценки глубины могут использоваться данные о ширине области температурной аномалии, которая, как уже отмечалось, пропорциональна глубине.

4.4. Оценка погрешностей и ограничений метода

На разных стадиях решения задачи были сделаны определенные допущения и упрощения, которые способны внести погрешность в конечный результат — оценку величины утечки.

1. Пренебрежение изменением температуры метана при фильтрации может дать погрешность в определении потока метана порядка относительного изменения температуры, т. е. около 7%.

2. Предположение о точечном источнике в однородной среде, заполняющей полупространство, было использовано при определении фильтрационного потока газа вблизи поверхности. Оно не учитывает наличие трубы и ее влияние на линии тока в грунте. Погрешность в оценке потока метана на поверхности максимальна, если место выхода газа из трубы расположено в ее нижней части. В этом случае погрешность может быть оценена как $d/(d + H)$, где d — диаметр трубы; H — высота слоя грунта над ее верхом. Приведенная оценка при $d = 0,7$ м и $H = 1,5$ м дает погрешность 30—40%.

Кроме того, в расчетах проницаемость грунта k считалась однородной. На самом деле известно, что проницаемость — это случайно-неоднородная величина, причем флуктуации проницаемости имеются на всех масштабах. Поэтому гладкие картины распределения параметров на **рис. 1, 2** являются идеализацией. Неоднородность свойств грунта должна приводить к слу-

чайным искажениям распределения скорости выхода метана и, следовательно, температуры поверхности. Оценка влияния неоднородности не может быть дана заранее.

3. Глубина источника влияет на плотность потока метана в центре аномалии — см. (25). Относительная погрешность в определении плотности потока равна удвоенной относительной погрешности в глубине источника. Неопределенность глубины источника равна диаметру трубы, и это вносит фактор неопределенности порядка 2 в оценку теплового потока. Возможность уточнения глубины за счет использования данных о ширине охлажденной зоны (см. выше) зависит от однородности свойств грунта и не может быть заранее оценена.

4. Замена фактически двумерной задачи о распределении температуры в тепловой аномалии модельной одномерной задачей не может привести к существенному изменению результата. На практике такие замены делаются часто, и опыт показывает, что разница может составлять 30—50%.

5. Наибольшую неопределенность вносят метеорологические параметры и параметры поверхности. Скорость ветра практически линейно влияет на коэффициент теплоотдачи поверхности грунта (см. табл. 1), и относительная погрешность в определении коэффициента теплоотдачи равна относительной погрешности в скорости ветра. Вертикальный профиль ветра восстанавливается с помощью логарифмической формулы. Статистически логарифмический профиль хорошо оправдывается, но в каждом конкретном случае его погрешность трудно оценить.

Весь предыдущий анализ базировался на предположении о стационарности теплового взаимодействия между вытекающим газом, грунтом и атмосферой.

Оценим характерное время установления стационарного состояния, т. е. состояния с $T_s = T_a$ везде, кроме пограничного слоя. Как будет видно из дальнейшего, это время много больше времени выравнивания температур между газом и грунтом, поэтому в процессе изменения температуры грунта можно, как и раньше, считать $T_g = T_a$. Установление равновесной температуры грунта описывается уравнением

$$\rho_s C_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \text{div}(\kappa_s \text{grad} T_s) + J \text{grad}(C_p (T_s - T_a)),$$

где ρ_s и C_{ps} — соответственно плотность и теплоемкость грунта. Оценивая члены в левой и правой частях этого уравнения, приходим к оценке времени установления:

$$\tau \approx \frac{\rho_s C_{ps} V}{\rho C_p R}.$$

Это время при минимальном расходе метана 300 г/с оказывается порядка $5 \cdot 10^4 \text{ с} \approx 0,5 \text{ сут}$, что много больше времени теплообмена между газом и грунтом ($r^2/\chi m \approx 10^{-4} \text{ с}$). Такой же порядок имеет характерное время прогрева переходного приповерхностного слоя почвы.

Характерное время установления турбулентного теплового потока между атмосферой и охлажденной поверхностью — порядка времени движения воздушной массы над этой поверхностью, т. е. в данном случае порядка 1 с.

Таким образом, характерное время установления стационарного режима теплообмена при утечке 0,3 кг/с составляет 0,5 сут. Этот период близок к тому, на котором наблюдается максимум в спектре изменчивости скорости ветра (спектре ван дер Ховена). Это означает, что за это время с большой вероятностью произойдет изменение скорости ветра, т. е. при указанной утечке наблюдаемая картина температурного эффекта будет нестационарной и одно из основных предположений развитой теории оказывается не выполненным. Значит, в качестве скорости ветра при рассмотрении теплообмена с атмосферой следует использовать среднюю скорость за предыдущие 10—20 ч. Соответствующая погрешность не может быть оценена.

6. Шероховатость на практике может быть оценена только на основе опытных данных о соответствии турбулентного обмена у поверхности и характеристик ландшафта. Эти данные основаны на многочисленных полевых измерениях. В табл. 3 приведено соответствие между шероховатостью и типом ландшафта.

**Таблица 3. Параметр шероховатости
для различных естественных поверхностей**

| Тип рельефа | z_{σ} , см |
|--|-------------------|
| Гладкая поверхность уплотненного снега или льда | 0,001—0,01 |
| Снежный покров с редким кустарником | 0,01—1 |
| Луг с невысоким травостоем | 0,1—1 |
| Оголенная почва, паровое поле | 0,5—2 |
| Скошенная трава, сухая степь, мохово-лишайниковая тундра | 1—2 |
| Луг с высоким травостоем, зерновые культуры | 1—10 |
| Водная поверхность озер и водоемов | 0,01—3 |
| Кустарник | 10—30 |
| Лес | До 500 |

Как видно из табл. 3, неопределенность в оценке шероховатости может составлять порядок величины. Эта неопределенность превосходит все обсуждавшиеся выше. С другой стороны, шероховатость сильно влияет на коэффициент теплоотдачи и, следовательно, на величину температурной аномалии. Можно сказать, что *неопределенность шероховатости вносит главный вклад в неопределенность результата*. Поэтому не имеет смысла уточнять расчеты в тех местах, где были сделаны упрощающие допущения.

7. Предположение, что течение газа в грунте имеет фильтрационный характер и везде можно пренебречь скоростным напором требует проверки. Если где-то вблизи источника скорость приближается к скорости звука (по мере удаления от источника скорость падает), то это приведет к уменьшению температурного эффекта Джоуля—Томсона, поскольку не весь перепад давления «срабатывается» на трении, а часть его идет на разгон газа. Математически это появляется в том, что в уравнении (4) необходимо учитывать кинетическую энергию газа.

Очевидно, максимального значения скорость фильтрации достигает вблизи самого источника. При этом давление при приближении к источнику на расстояние r ведет себя как $P \sim r^{-1/2}$, плотность газа — как $\rho \sim r^{-1/2}$, а скорость — как $V \sim Q / (\rho 4\pi r^2) \sim r^{-3/2}$. Минимальное расстояние r_{\min} — порядка размера источника, т. е. отверстия в стенке трубы.

Оценим максимальную скорость течения вблизи источника, исходя из уравнения Дарси (1). Градиент давления на расстоянии r_{\min} , очевидно, порядка P/r_{\min} (P — давление в трубе). Из (1) следует, что

$$V \approx \frac{k}{\mu} \frac{P}{r_{\min}}.$$

Эта скорость должна быть меньше скорости звука c . Подставляя в это соотношение значения $P = 70$ атм, $k = 10^{-11}$ м², $\mu = 1,2 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $c \approx 500$ м/с, находим, что условие $V < c$ выполняется при $r_{\min} \geq 0,01$ м.

Величина r_{\min} , как уже отмечалось, порядка размера отверстия в стенке трубы. Размеру отверстия 1 см при перечисленных параметрах соответствует расход метана 2,5 кг/с. Если размер отверстия меньше 1 см, то на выходе из трубы будет иметь место критическое истечение, и изложенная выше теория теряет обоснование. В этом случае необходимо строить теорию истечения с учетом кинетической энергии газа и конвективного потока импульса.

Чем меньше проницаемость грунта, тем меньше допустимый размер отверстия, расход газа и, следовательно, шире диапазон параметров, при которых принятые предположения остаются справедливыми.

5. Заключение

Рассмотрено формирование тепловой аномалии (охлажденного участка на поверхности грунта) при фильтрации природного газа (метана) через слой грунта из сквозного повреждения в подземном трубопроводе, когда охлаждение грунта происходит за счет эффекта Джоуля—Томсона в метане.

Построена аналитическая модель теплового взаимодействия между поверхностью грунта и атмосферой. Показано, что в общем случае процессы теплопереноса в грунте сосредоточены в слое, прилегающем к дневной поверхности.

Величина температурного контраста определяется балансом между энергией, связанной с потоком метана, и энергией, снимаемой атмосферой в локальном тепловом пограничном слое. В рамках построенной модели показано, что величина эффекта при заданном расходе метана не зависит ни от теплофизических, ни от фильтрационных свойств грунта.

Приведены простые формулы для оценки величины температурной аномалии. Установлен критерий, определяющий отрицательный или положительный знак температурной аномалии. Решена модельная одномерная задача о распределении температуры на поверхности в зоне выхода метана.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки размера утечки метана через повреждения в подземной части трубопровода по величине температурной аномалии. Определен объем дополнительной информации, необходимой для такой оценки.

Литература

1. Физические величины: Справочник / *А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.*; Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. *Вукалович М. П., Новиков И. И.* Уравнение состояния реальных газов. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1948.
3. *Матвеев Л. Т.* Курс общей метеорологии: Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1976.
4. *Димо В. Н.* Тепловой режим почв СССР. — М., 1972.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. — Т. 6: Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
6. *Монин А. С., Обухов А. Н.* Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофиз. Ин. АН СССР. — 1954. — № 24 (151).
7. *Бызова Н. Л., Гаргер Е. К., Иванов В. Н.* Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. — Л.: Гидрометеоздат, 1991.
8. *Бызова Н. Л., Шнайман В. А., Бондаренко В. Н.* Расчет вертикального профиля ветра в пограничном слое атмосферы по наземным данным // Метеорология и гидрология. — 1987. — № 11. — С. 75—83.
9. Атмосфера: Справочник. — Л.: Гидрометеоздат, 1991. — С. 509.

Температурные аномалии при произвольном расположении источника утечки газа на подземном трубопроводе

В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. С. Филиппов, А. Л. Фокин

1. Введение

Данная работа — продолжение и развитие выполненных прежде исследований [1]. Ранее [1, 2] была разработана методика оценки размеров утечки газа через сквозные дефекты подземного газопровода. Методика основана на приближенном представлении сквозного дефекта в трубе как точечного источника газа высокого давления в полубесконечной проницаемой среде. При этом граничные условия на поверхности трубы в задаче о фильтрации газа никак не учитывались. В действительности (поскольку диаметр трубы и глубина — величины одного порядка) картина течения искажается вследствие наличия непроницаемых стенок трубы и зависит от положения трещины на трубе. Все эти эффекты могут быть последовательно учтены в трехмерной постановке задачи о фильтрации с граничными условиями на поверхности трубы и дневной поверхности грунта. Сопоставление результатов трехмерных расчетов с оценками на основе простейшей модели точечного источника даст представление о погрешности этой модели и позволит уточнить результаты расчетов тепловых портретов утечек. Расчёты выполнены на первой стадии работ по договору 2001 г.

При постановке задачи определения распределения давления газа, выходящего из отверстия в подземном газопроводе, в [1, 2] исходили из следующих основных допущений:

- грунт представляет собой однородную пористую среду;
- скорость фильтрации газа через эту среду много меньше скорости звука во всей области течения, что дает возможность пренебречь кинетической энергией газа.

При этих предположениях фильтрационный поток газа из трещины через слой почвы определяется законом Дарси:

$$J = \rho u = \frac{k}{\nu} \text{grad}P = \frac{k\rho}{\mu} \text{grad}P,$$

где ρ — плотность газа; u — фильтрационная скорость течения; k — проницаемость среды; ν — кинематическая вязкость; P — давление; μ — динамическая вязкость. Величина k имеет порядок $m^3 r^2$, где m — пористость; r — величина порядка характерного радиуса пор. Динамическая вязкость газов не зависит от давления при заданной температуре. Скорость фильтрации определяется как расход газа через единичное сечение, отнесенный к этому сечению.

Поток газа J должен удовлетворять уравнению непрерывности, которое для стационарного случая имеет вид

$$\text{div}(\rho u) = \text{div}J = 0.$$

Вместе с уравнением Дарси и уравнением состояния для идеального газа, записанным в виде $\rho(P, T_g) = \frac{P}{R_g T_g}$, это соотношение позволяет получить замкнутое уравнение для давления

$$\begin{aligned} \text{div} \left(\frac{k}{\mu} \rho(P, T_g) \text{grad}P \right) &= \text{div} \left(\frac{k}{2\mu R_g T_g} \text{grad}P^2 \right) = \\ &= \text{div}(\lambda \text{grad}P^2) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где R_g — газовая постоянная; T_g — температура газа, а

$$\lambda = \frac{k}{2\mu R_g T_g}. \quad (2)$$

Таким образом, квадрат давления удовлетворяет гармоническому уравнению.

Поскольку температура газа в пределах области его распространения в грунте изменяется с амплитудой $\Delta T \leq 20\text{—}30^\circ\text{C}$, или 10% абсолютной температуры, то в пределах той неопределенности, с которой могут быть известны коэффициенты фильтрации и выполнены допущения о пространственной однородности среды, изменениями температуры можно пренебречь, а коэффициенты уравнения считать независимыми от температуры. Тогда уравнение принимает вид

$$\lambda \operatorname{div}(\operatorname{grad} P^2) = 0$$

или

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} \Pi) = 0, \quad \Pi = P^2. \quad (3)$$

Величину Π будем называть потенциалом, λ — проводимостью и в обсуждении постановки задачи и решений прибегнем к электростатическим аналогиям. Размерность коэффициента λ (2): $\text{кг}/(\text{м}^3\text{с}) \cdot \text{м}^2/\text{Па}^2 = \text{кг}/\text{с} \cdot \text{Па}^2 \text{м} = \text{с}/\text{Па}$.

2. Постановка задачи для численного решения

Задача рассматривается в полупространстве, ограниченном сверху дневной поверхностью, с выемкой, отвечающей наружной границе трубы. На границе дневной поверхности давление равно атмосферному: $P = 1$ атм, или $\Pi = \Pi_0 = 1 \text{ атм}^2$. Моделирование области утечки рассмотрено ниже.

В предположении малости (относительно глубины залегания и радиуса трубы) размера δL граничащей с отверстием области истечения газа, в которой не выполняются условия фильтрационного режима, размер δL , форма и величина давления в ней не влияют заметно на вид распределения давления на периферии. В этом смысле источник газа предполагается точечным.

В используемой системе координат ось Oz вертикальна и проходит через центр окружности, высотная отметка дневной поверхности $z = 0$; ось Oy направлена вдоль трубы (см. рис. 4). Задача рассматривается для трех случаев, отвечающих разным положениям источника:

- верхнему: $x = y = 0, \quad z = -R$;
- боковому: $x = R, \quad y = 0, \quad z = -(h + R)$;
- нижнему: $x = R, \quad y = 0, \quad z = -(h + 2R)$.

Диаметр трубы ($2R$) берется равным 1,4 м.

При наличии трубы задача является существенно трехмерной, т. е. симметрия конфигурации не позволяет понизить размерность. При осевом (на оси Oz) положении источника (случаи первый и третий) имеется симмет-

рия четвертого порядка относительно оси Oz и в численной модели рассматривается четверть полупространства. При боковом положении приходится рассматривать половину полупространства.

Рассмотрим постановку граничных условий для уравнения (3), решаемого численно в четверти полупространства.

На дневной поверхности давление равно атмосферному и $\Pi = \Pi_0$. При численном решении берется $\Pi = 0$, а выполнение условия $\Pi = \Pi_0$ достигается прибавлением константы Π_0 к полученному решению.

На границе трубы и плоскостях симметрии — граничное условие второго рода $\partial\Pi/\partial n = 0$.

На бесконечности также $\Pi = \Pi_0$. Чтобы прикладывать условие первого рода на бесконечности на соответствующих границах расчетной сетки, ее размер должен быть достаточно велик по отношению к размеру трубы и глубине источника, для чего требуется большое число дополнительных ячеек. То же относится к граничным условиям второго рода. Удобным компромиссом является выбор в качестве граничного условия третьего рода

$$\lambda \frac{\partial\Pi}{\partial n} = -H(\Pi - \Pi_0).$$

Физический смысл таких граничных условий — приложение условия $\Pi = \Pi_0$ на расстоянии λ/H от участка границы при условии наличия на этом отрезке только нормальной компоненты потока $\lambda \frac{\partial\Pi}{\partial n}$. При задании условий на бесконечности выбрано $H/\lambda = 0,3 \text{ м}^{-1}$. Задание условий третьего рода в численном решении позволяет автоматически вычислять поток вектора градиента потенциала — «напряженности поля» — на наружной границе расчетной области и тем самым контролировать баланс источника и потока на границе.

Моделирование источника утечки газа можно осуществить двояко. Можно ставить граничное условие первого рода $\Pi = \Pi_g$ на малой поверхности у границы трубы, моделирующей утечку. Но при таком подходе возникают определенные неудобства, связанные с нормированием расхода при разных положениях источника на расчетной сетке. Поэтому источник в численном расчете моделируется непосредственно, т. е. на расчетной сетке вводится функция источника $q(x, y, z)$ и решается уравнение

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} = q(x, y, z) / \lambda, \quad (4)$$

где $q(x, y, z)$ связано с полным расходом соотношением

$$Q = \int_V q(x, y, z) dv = Q_g / n\lambda,$$

где Q_g — фактический расход утечки; $n = 2; 4$ — порядок симметрии сетки, если задача решается в $1/n$ части симметричной конфигурации; величина λ определена соотношением (2). Там, где плотность источника нулевая, уравнение (4) совпадает с (3), и, задавая для уравнения (3) соответствующие краевые условия в окрестности источника, можно добиться тождественности решения двух задач.

В численной модели в одном или нескольких конечных элементах вводится источник суммарной мощностью Q , отвечающий в единицах задачи величине расхода. Для фактического расхода Q_g и скорости истечения из трубы U_g эквивалентная площадь дефекта оценивается как $S = Q / \rho U_g$. Поскольку основная цель расчета — установить форму распределения решения, величина «проницаемости» λ не играет роли и бралась единичной в указанных выше единицах (с/Па).

3. Численный метод

Решение проводится методом конечных элементов. Оно находится в точках — узлах расчетной сетки, образованной границами трехмерных восьмиугольных линейных конечных элементов. Граничные условия задаются на площадках — границах конечных элементов. Источники задаются в элементах.

В расчетах для разных конфигураций используется несколько различных разбиений на конечные элементы, представление о которых можно составить из приводимых ниже иллюстраций.

4. Тестовая задача

В качестве тестовой задачи рассматривается определение поля заглубленного точечного источника («заряда») в однородной полубесконечной сплошной среде. Решение этой задачи используется в аналитической модели [1; 2] для определения распределения давления. Ставится цель оценить точность получаемого численного решения и выяснить степень близости предположений аналитической модели к тому, что получается с учетом реальной геометрии.

Поле точечного заряда у проводящей плоскости, получаемое методом изображений как поле диполя, совпадает в области своего задания с решением уравнения Пуассона с сингулярным источником:

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}\Pi) = 4\pi q_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) - 4\pi q_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_2), \quad (5)$$

где $\delta(\vec{r})$ — δ -функция; \vec{r}_1, \vec{r}_2 — координаты «зарядов» противоположного знака.

Заряды имеют координаты $(0, 0, \pm R)$. Нас интересует поле в нижней полуплоскости. Величина потенциала на оси Oz и градиента J по z на оси Ox дается соотношениями

$$\Pi(0, 0, z) = q_0 \left(\frac{1}{|z - R|} - \frac{1}{|z + R|} \right), \quad J(x, 0, 0) = \frac{2Rq_0}{(x^2 + R^2)^{3/2}}. \quad (6)$$

Для поля точечного заряда, вычисляемого по формулам, эффективное расстояние R от дневной поверхности берется равным расстоянию от дневной поверхности до центра элемента — источника. Заряд q_0 связан с величиной расхода для уравнения (4) соотношением $Q = nQ_g = 4\pi q_0$, где $n = 2; 4$ — порядок симметрии сетки; Q — физическая величина полного расхода. Величина q_0 во всех расчетах одинакова, $q_0 = 2$ кг/с. Переход к реалистическим значениям источника и коэффициентов осуществляется умножением этого решения на соответствующие множители. Баланс источника и суммарного потока на границе в численных расчетах сохраняется с высокой точностью.

Рассмотрим результаты решения тестовой задачи о точечном заряде. На **рис. 1** приведено сопоставление численного и аналитического (6) решений — построены распределения $\Pi(0, 0, z)$ на линии, соединяющей

заряды. На **рис. 2** приведено сопоставление получаемого градиента $\partial\Pi/\partial z$, который в нашей задаче пропорционален фильтрационному потоку, т. е. расходу газа в данной точке. Приведены профили вдоль Oz и вдоль Ox (поперек трубы) на дневной поверхности.

5. Распределение потока метана на поверхности при разных положениях источника

Величина источника во всех рассмотренных случаях бралась одинаковой. На **рис. 1—3** приведены общий вид решения $\Pi = p^2(x, y, z)$ и распределения потока газа вдоль и поперек трубы на дневной поверхности в направлении поперек трубы градиента Π , т. е. величины потока газа. На **рис. 1, рис. 2** сравниваются решения при наличии трубы и то, что получалось бы в предположении аналитической модели, т. е. при отсутствии трубы. Используется система единиц, приведенная выше. На **рис. 4—7** приведены аналогичные данные для случаев бокового и нижнего (по отношению к трубе) положения источника (трещины).

Профили потенциала и его градиента в направлении Oy , т. е. вдоль трубы, для верхнего и бокового положений источника близки к профилям вдоль Ox , что визуально проявляется в почти круглой форме изолиний на дневной поверхности.

При верхнем положении источника труба действует наподобие экрано-отражателя и амплитуда потока при наличии трубы выше, чем для источника в однородной среде. При этом распределение вдоль трубы совпадает с распределением поперек.

При боковом положении максимум распределения на поверхности смещен относительно трубы, а амплитуды двух решений близки.

При нижнем положении источника имеются два максимума на поверхности амплитуда в два раза ниже, чем в сплошном грунте, а распределение вытянуто в направлении Ox , поперек трубы.

На **рис. 8** полученные результаты суммированы в виде зависимости получаемой амплитуды распределения фильтрационного потока от глубины источника для однородной среды и при наличии трубы. Как видно, затенение потока газа трубой заметно сказывается, только когда источник находится под трубой.

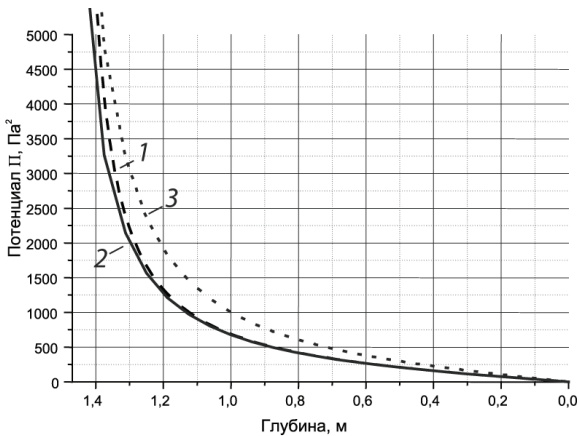


Рис. 1. Распределение потенциала $\Pi = p^2$ по глубине
1,2 — для источника в сплошной среде, полученное численно и по формуле (6);
3 — для источника на верхней границе трубы (случай 1); $R = 1,47$ м

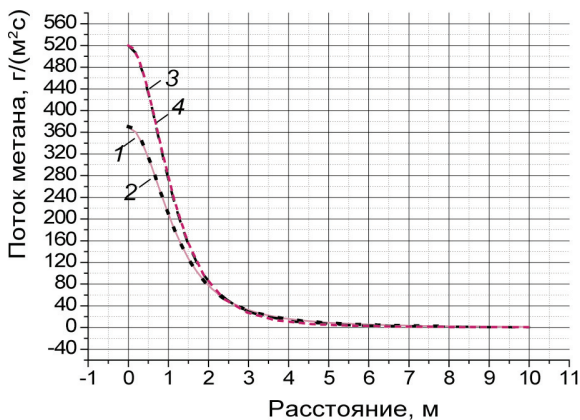


Рис. 2. Распределение потока метана $\lambda\partial\Pi/\partial z$ на поверхности $z = 0$
1, 2 — для источника в сплошной среде, полученное по формуле (6) и численно;
3 — для источника на верхней границе трубы (случай 1), распределение вдоль
трубы; 4 — для источника на верхней границе трубы (случай 1), распределение
поперек трубы; $R = 1,47$ м

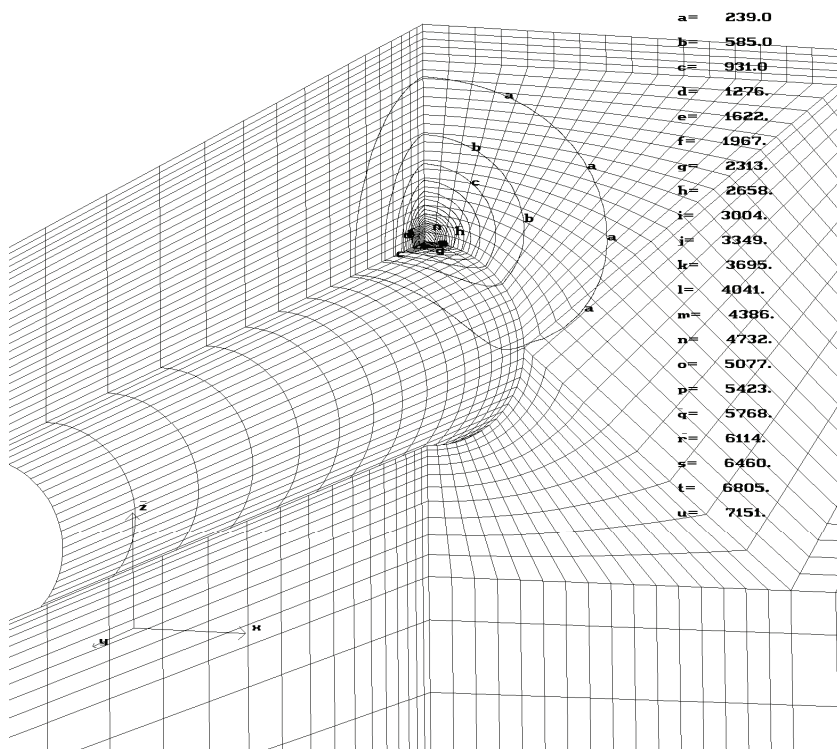


Рис. 3. Общий вид решения $\Pi(x, y, z)$ для источника на верхней границе трубы

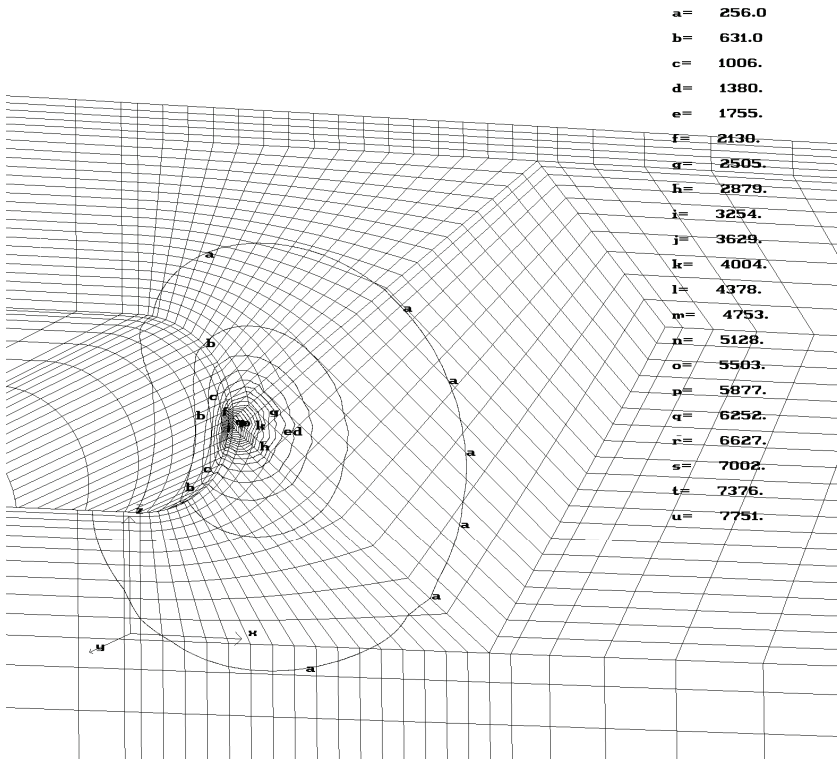


Рис. 4. Общий вид решения $\Pi(x, y, z)$ для источника на боковой границе трубы

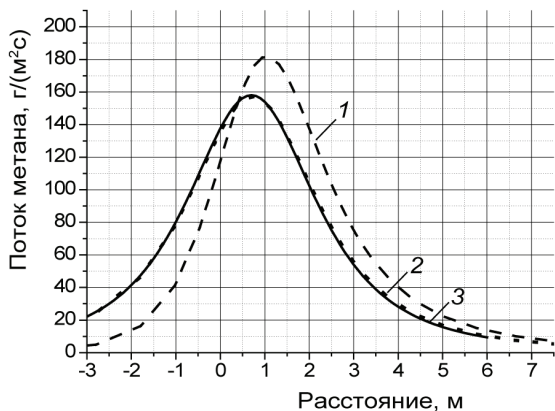


Рис. 5. Распределение потока метана $\lambda \partial \Pi / \partial z$ вдоль $0x$ на поверхности $z = 0$
 1 — для источника на боковой границе трубы, распределение поперек трубы;
 2, 3 — для источника в сплошной среде, полученное по формуле (б) и численно;
 $R = 2,2$ м

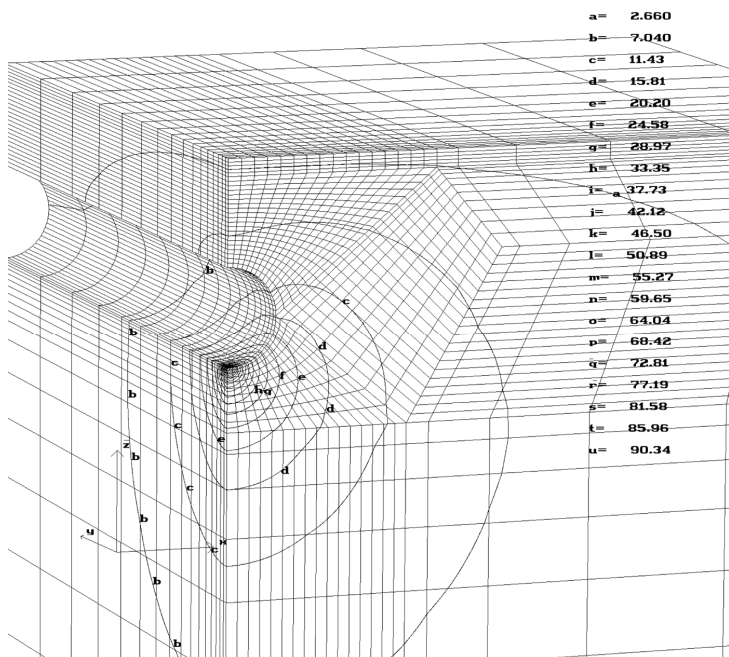


Рис. 6. Общий вид распределения давления для источника на нижней границе трубы

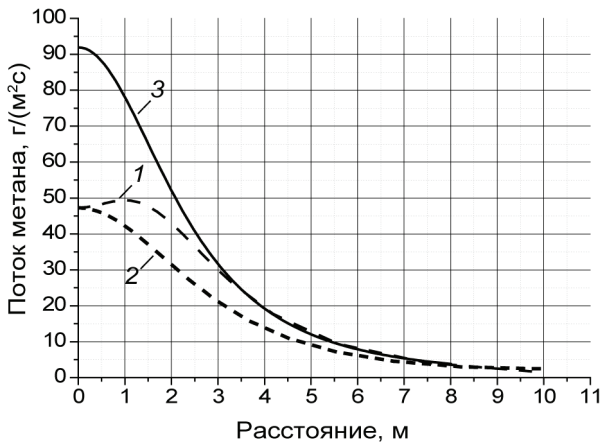


Рис. 7. Распределение потока метана $\lambda \partial \Pi / \partial z$ по горизонтали на поверхности $z = 0$ для источника на нижней границе трубы
1 — численно, при наличии трубы (задача 3), распределение вдоль трубы;
2 — для источника в сплошной среде, полученное по формуле (6);
3 — численно, при наличии трубы (задача 3), распределение поперек трубы;
 $R = 2,94$ м

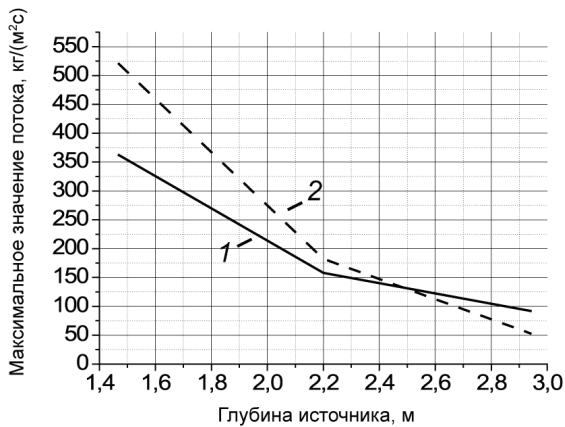


Рис. 8. Зависимость амплитуды распределения потока на поверхности от глубины источника
1 — для источника в сплошной среде; 2 — в присутствии трубы

6. Обсуждение

Рассмотрим, как влияет положение источника на величину и распределение температурного контраста. Как видно из приведенных распределений градиента потенциала — фильтрационного потока, даваемое трубой отличие в амплитудах распределения потока на поверхности при различных положениях источника не столь велико: кроме случая нижнего положения источника оно лежит в пределах 30%. Ширина распределения от источника в однородной среде при наличии трубы изменяется мало. Поэтому модель с источником в однородной среде в пределах точности задания физических коэффициентов в целом вполне пригодна для оценки расхода в модели отрицательной тепловой аномалии.

Полуширина распределения в однородной среде при изменении глубины от 1,5 до 3 м изменяется всего в два раза, поэтому для оценки глубины залегания источника по распределению температуры в тепловой аномалии точность измерений может быть недостаточной. С другой стороны, при перемещении источника вниз по трубе распределение расхода и его положение относительно трубы становится несимметричным, а в минимуме распределение вытянуто поперек трубы. Это дает основания для качественного суждения о положении дефекта.

Отметим, что источник газа предполагался точечным, чтобы соотнести результаты численного расчета с аналитической моделью. В общем случае при численном решении это предположение необязательно. Точно так необязательно предположение об однородном пространственном распределении коэффициентов фильтрации и вязкости.

Как видно из приведенных тестовых решений, точность численного расчета достаточно высока, что дает основания применять его как рабочий инструмент для качественного и количественного исследования более сложных ситуаций, связанных, например, с влиянием неоднородности грунта, нетипичного залегания трубы и т. п.

Таким образом, форма и место расположения максимума распределения расхода на дневной поверхности коррелирует с положением источника на трубе.

При верхнем положении утечки газа на трубе распределение расхода газа на дневной поверхности, получаемой в численном расчете, на 30% больше, чем в аналитической модели, при боковом расположении близко к аналитическому, а при нижнем — на 50% меньше.

В целом точность аналитической модели источника можно признать удовлетворительной, а саму модель — пригодной для анализа отрицательной тепловой аномалии, вызванной утечкой газа.

Литература

1. *Семенов В. Н., Филиппов А. С.* Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы. — М., 2003. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИБРАЭ-2003-04).
2. *Семенов В. Н., Филиппов А. С., Филиппов П. Г.* и др. Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы // Изв. РАН. Энергетика. — 2004. — № 5. — С. 88—94.
3. *Матвеев Л. Т.* Курс общей метеорологии: Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1976.

Температурные аномалии на поверхности грунта при наличии источников тепла или карстовых пустот

В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева, А. С. Филиппов, А. Л. Фокин

1. Введение

Контроль целостности труб газотранспортной системы является важнейшей проблемой для газовой отрасли. В данной работе исследуются два аспекта дистанционного контроля состояния труб. Они связаны с проявлениями температурных контрастов на поверхности грунта, вызываемых собственно трубой (имеющей отличную от поверхности температуру) и неоднородностями свойств в глубине грунта типа карстовых пустот.

Газ в трубопроводе, как правило, имеет более высокую температуру, чем окружающий грунт, особенно в непосредственной близости от компрессорной станции. Это вызывает температурный контраст на поверхности. Величина контраста зависит от положения трубы относительно поверхности грунта. При непроектном положении трубы, когда толщина слоя грунта над ней отличается от нормальной, соответствующие изменения контраста могут быть обнаружены с помощью тепловизионного обследования трассы.

Карстовые полости, образующиеся в зоне прохождения трубопровода, опасны, поскольку труба внутри такой полости не имеет опоры и в ней появляются дополнительные напряжения вследствие провисания. Поэтому возможность обнаружения возникновения и распространения таких пустот вблизи трассы трубопровода весьма важна для контроля состояния труб, обеспечения их надежности и безопасности. Как показано в работе, карстовые полости в принципе могут быть обнаружены по тепловому контрасту тепловизионным методом.

В работе описаны методики оценки температурного контраста на поверхности, возникающего от наличия источника тепла и неоднородностей типа карстовых пустот.

Проведены предварительные расчеты температурного контраста в типичных условиях его формирования для случаев теплового трубопровода и карстовой полости. Оценки показали, что величина контраста доступна для измерений с помощью тепловизионной техники.

Разработанные методики могут использоваться для обнаружения и оценки опасности таких явлений, как непроектное положение трубы, пустоты, с использованием данных дистанционного тепловизионного обследования.

2. Оценка температурного контраста на поверхности при наличии источников тепла в глубине грунта

Ниже изложена постановка задачи о величине тепловых аномалий на дневной поверхности в окрестности источника тепла (теплого газопровода) или неоднородности типа карстовых образований.

Обе проблемы могут быть сформулированы в терминах задачи теплопроводности в полубесконечной среде. Разница заключается в том, что в одном случае неоднородность температуры на поверхности создается за счет локального источника в глубине грунта (теплого трубопровода), а в другом — за счет локальной неоднородности теплопроводности при наличии естественного теплового потока в грунте.

Стационарный регулярный поток тепла, идущий из глубины к поверхности Земли, чрезвычайно мал — на несколько порядков меньше солнечного вблизи земной поверхности. Поэтому в задаче о температурном контрасте от карстовых пустот будут рассматриваться только эти сезонные потоки, а соответствующее граничное условие в этой задаче является периодическим по времени.

Задача с источником тепла в глубине грунта имеет в принципе стационарное решение при стационарном условии на поверхности грунта. Однако, как будет ясно из дальнейшего, время установления стационарного распределения температуры при реальной глубине расположения трубопровода составляет порядка года. Фактически это означает, что за период изменения условий на поверхности (год) стационарное распределение не успевает установиться, и в данном случае также необходимо рассматривать задачу с периодическим граничным условием.

Один из основных факторов, определяющих величину контраста в обеих задачах, — условия теплообмена поверхности с атмосферой, которые необходимо привести к граничному условию в задаче теплопроводности в грунте. Ниже приведено обоснование выбора этого граничного условия.

Рассмотрим баланс теплового потока на поверхности земли. В метеорологии рассмотрены следующие составляющие этого баланса:

- прямой и рассеянный падающий поток солнечного излучения («коротковолновый поток») q_{rs} ;
- радиационный поток с поверхности за вычетом поглощенной части встречного излучения атмосферы («длинноволновый поток») q_{rl} ;
- тепловой обмен с атмосферой через турбулентный конвективный перенос q_c ;
- поток тепла на испарение влаги (поднимаемой корнями зеленых растений на поверхность и испаряемой с поверхности листвы) q_w ;
- теплопроводностный поток, направленный от поверхности вглубь грунта (или из глубины на поверхность) q_x .

Суммарный мгновенный баланс тепла на поверхности (сумма всех пяти потоков), очевидно, является нулевым (в силу непрерывности потока на границе):

$$q_{rs} + q_{rl} + q_c + q_w + q_x = 0. \quad (2.1)$$

Среднегодовые величины всех пяти потоков сопоставимы между собой. Интенсивность солнечного излучения на верхней границе атмосферы при нормальном падении («солнечная постоянная») равна $1,38 \text{ кВт/м}^2$ [1]. В средних широтах средний суточный поток излучения на верхней границе атмосферы в летнее время составляет около 500 Вт/м^2 , из которых поверхности достигает 50—60%. Среднегодовой баланс падающего солнечного тепла, очевидно, положителен и имеет порядок $100\text{—}150 \text{ Вт/м}^2$ [1]. Такой же порядок имеет эффективное излучение с поверхности.

С точки зрения поставленной задачи нас интересует пятый компонент баланса, т. е. поток, приходящий к поверхности (или уходящий от нее) снизу, q_x . Его в силу условия (2.1) можно считать равным сумме остальных четырех потоков:

$$q_x = -(q_{rs} + q_{rl} + q_c + q_w). \quad (2.2)$$

Полный годовой баланс по этому потоку, очевидно, нулевой, так как среднегодовая температура почвы есть величина постоянная (медленные глобальные изменения температуры с изменением климата не рассматриваем). Этот поток имеет годовую периодичность: в теплое время он направлен от поверхности вниз и почва прогревается, а в холодное — вверх и почва охлаждается. Кроме того, этот поток имеет суточный ход и нерегулярную составляющую, связанную с метеорологическими факторами (член $q_{ат}$). Равенство нулю среднего потока на поверхности означает равенство нулю среднего по времени теплового потока в глубине почвы. Это, в свою очередь, означает, что температурный контраст на поверхности также должен быть в среднем равен нулю и колебаться вокруг среднего с периодом поверхностного потока.

Рассмотрим вначале однородный участок грунта с размерами, много большими размеров возможной карстовой полости с однородными метеорологическими условиями. Задача о распределении температуры в грунте с заданным потоком на границе, равным q_x , из (2.2) сводится к задаче с периодическим по времени граничным условием (поток $q_x = q_x(t)$ раскладывается в ряд Фурье на сумму гармоник).

В этой постановке («задача о скин-слое») в задаче имеется характерный размер — толщина скин-слоя

$$\delta = (\chi\tau/\pi)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где χ — температуропроводность грунта; τ — период изменения потока на поверхности. Колебания температуры и тепловые потоки с периодом τ проникают вглубь почвы лишь на глубину порядка δ . На глубине, большей δ , тепловой поток затухает и становится значительно меньше поверхностного, и амплитуда колебаний температуры мала. Это значит, что распределение температуры грунта начиная с некоторой глубины не зависит от суточного хода теплового потока и определяется только его сезонным ходом. Соответственно можно заключить, что никакие неоднородности свойств грунта типа пустот, лежащие значительно глубже δ , не могут влиять на распределение температуры вблизи поверхности в масштабе времени, отвечающем этому масштабу длины.

Характерные значения масштаба длины, т. е. толщины теплового скин-слоя для двух основных гармоник спектра поверхностного потока (для

суточного и годового периодов) оцениваются, исходя из интервала нарастания (убывания) температуры, равного четверти периода — года или суток:

$$\delta_{\text{год}} \approx 4 \text{ м}, \quad \delta_{\text{сут}} \approx 0,2 \text{ м}.$$

При годовых колебаниях эта глубина уменьшается за счет промерзания и $\delta_{\text{год}} \approx 2 \div 3 \text{ м}$.

Глубина залегания газопровода (1,5 м) отвечает годовому масштабу длины. В случае карста пустоты, находящиеся на глубине порядка залегания газопровода, т. е. метров, также не могут привести к какому-либо температурному контрасту на высокочастотной составляющей поверхностного поля температуры. Контраст может проявиться только на самых низкочастотных гармониках температурного поля с периодом 1 год. А проявление на поверхности в виде тепловой аномалии пустот, находящихся на глубине 4 м и ниже, скорее всего, исчезающе мало. В соответствии с этими оценками выбирался диапазон вариации расчетной конфигурации.

Поскольку тепловой режим на глубинах $\delta > \delta_{\text{сут}}$ уже почти не зависит от суточного хода условий на дневной поверхности, при постановке задач о карстовой полости, как и для газопровода, можно рассматривать нестационарную температуру и поток тепла в почве, испытывающие только сезонные изменения, или значения, усредненные по интервалу много больше суточного. Вопрос о влиянии суточных колебаний температуры на условия проявления контраста обсуждается отдельно.

Относительные величины указанных пяти составляющих теплового баланса на поверхности (2.1) сильно варьируют в зависимости от положения, особенностей рельефа, растительного покрова, локальных метеорологических условий, времени суток и года и т. д. Все это создает пеструю нестационарную картину распределения температуры на поверхности. В силу указанных причин нас интересует лишь годовой ход усредненного по большим периодам потока q_x . Эта величина также сильно зависит от географического положения и особенностей ландшафта. Поскольку в данной работе речь не идет о расчете эффекта для конкретного объекта при заданных метеоусловиях, а целью является оценка порядка величины температурного контраста, в качестве нулевого приближения можно принять, что для средних широт амплитуда годовых колебаний теплопроводностного потока q_x составляет около 20% среднегодового радиационного потока, т. е. около 20 Вт/м^2 .

Таким образом, граничное условие на дневной поверхности в задаче о распределении температуры в однородном грунте при однородных метеорологических условиях можно сформулировать как однородный по дневной поверхности поток тепла, периодический по времени с периодом 1 год и имеющий указанный выше размах порядка 20 Вт/м^2 . Средний за период поток тепла равен нулю.

При однородном грунте и однородном поверхностном потоке температура поверхности также будет однородна. Поэтому, если соблюдаются требования по периодичности и амплитуде потока тепла, граничное условие может не зависеть от температуры. Результат решения такой задачи — амплитуда годовых колебаний температуры поверхности. Задачу с однородным грунтом можно считать тестовой: расчетный размах годовых колебаний температуры должен соответствовать наблюдаемым данным.

Рассмотрим теперь задачу, отличающуюся от прежней наличием локальной неоднородности типа газопровода, карстовой полости внутри грунта или просто небольшого бугорка, сильнее нагреваемого солнцем и сильнее охлаждаемого ветром. Теплообмен на поверхности будет неоднородным, поскольку теплоотдача зависит от температуры поверхности, а температура поверхности неоднородна. Задача состоит в определении амплитуды этой неоднородности, которая зависит от притока (с учетом знака) тепла из почвы и уноса его с поверхности. Граничное условие в тепловой задаче уже нельзя задать чисто потоковым, оно должно учитывать зависимость потока тепла на поверхности от температуры.

Получим выражение, пригодное для расчета тепловой задачи, граничных условий, отвечающих представлению (2.2). Усредняем по суточному периоду (многодневные колебания погодных условий также не учитываем, поскольку они должны быть конкретно заданы). Температура поверхности имеет суточный (маломасштабный) и годовой (крупномасштабный) ход:

$$T_{\Pi}(t) = T_{\Gamma}(t) + \theta_C(t),$$

где $T_{\Gamma}(t)$ — среднегодовая температура; $\theta_C(t)$ — ее суточная вариация.

Для каждого момента времени можно получить разложение потока в произвольной точке поверхности с температурой T в ряд относительно температуры $T_{\Pi}(t)$, которая для данной местности является функцией только времени:

$$q_x(T_{\Pi}) = q_x(T_{\Gamma}(t)) + \frac{\partial q_x}{\partial T} \theta_C(t).$$

Здесь $q_x(T_{\Pi}(t)) = q_0(t)$ — заданная функция времени, а производная —

$$\frac{\partial q_x}{\partial T} = \frac{\partial q_{\Pi}}{\partial T} + \frac{\partial q_c}{\partial T} = H_{\Pi} + H_c, \quad (2.4)$$

где H_{Π} и H_c — радиационный и конвективный коэффициенты теплоотдачи с поверхности.

При усреднении по суткам

$$\langle q_x(T_{\Pi}) \rangle = \langle q_x(T_{\Gamma}(t)) \rangle + \left\langle \frac{\partial q_x}{\partial T} \theta_c(t) \right\rangle = \langle q_x(T_{\Gamma}(t)) \rangle,$$

откуда следует, что $\left\langle \frac{\partial q_x}{\partial T} \theta_c(t) \right\rangle = 0$.

Таким образом, в выражении для потока тепла на дневной поверхности

$$q|_{z=0} = q_x = -(q_{rs} + q_{rl} + q_c + q_w) \quad (2.2a)$$

в члены, зависящие от температуры поверхности, можно подставлять усредненную температуру, рассматривая суточные колебания как возмущения. Испарительный поток q_w пока не будем рассматривать. Если помимо сезонного изменения он существенно зависит от температуры поверхности, для него применима процедура линеаризации. Для его задания необходимы соответствующие метеорологические данные. Поток коротковолновой солнечной радиации q_{rs} в данной местности можно считать не зависящим от температуры поверхности. Он зависит от времени, имея нерегулярную составляющую, связанную с облачностью. Потоки длинноволновой радиации и атмосферный теплообмен зависят от температуры поверхности:

$$q_{\Pi} = \sigma \varepsilon T^4, \quad q_c = H_c [T - T_A(t)], \quad (2.5)$$

где T_A — среднегодовая температура воздуха. Если разложить выражение для q_{Π} в окрестности температуры T_A , ограничиваясь линейным членом, то краевое условие для каждого из этих двух членов будет конвективного типа:

$$q_{\text{п}} = \sigma \varepsilon T_A^4 + 4\sigma T_A^3 [T - T_A(t)] = \sigma \varepsilon T_A^4 + H_{\text{ср}} [T - T_A(t)],$$
$$q_{\text{с}} = H_{\text{с}} [T - T_A(t)].$$

Коэффициенты $H_{\text{ср}}$ и $H_{\text{с}}$ можно считать известными величинами. Методика их вычисления изложена в [2; 3]. Возможность линеаризации условий излучения связана с относительной малостью колебания температуры поверхности:

$$|T - T_{\infty}| \ll T_{\infty} \approx 300 \text{ К.}$$

Краевое условие на дневной поверхности имеет вид суммы потокового (не зависящего от температуры поверхности) и конвективного:

$$q_x(T(t)) = Q(t) + H(t)[T - T_{\text{п}}(t)], \quad (2.6)$$

где все коэффициенты являются периодическими функциями времени с периодом 1 год.

Наличие медленно меняющейся нетемпературнозависимой составляющей $Q(t)$ практически не сказывается на величине контраста, если выполняется условие

$$H \gg \lambda / \delta_{\text{год}} \approx 0,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}), \quad (2.7)$$

которое при типичных значениях $H = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ выполнено с запасом.

Малое влияние потокового условия проверялось также численно. Физическое истолкование состоит в том, что тепло, привносимое в приповерхностный слой квазипостоянным потоком, за малое время отдается назад за счет повышения температуры поверхности, не проникая в глубину.

Значение радиационной части коэффициента теплоотдачи, входящего в (2.4), равно приблизительно $H_{\text{п}} \approx 5,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$. При однородном грунте средний атмосферный коэффициент теплоотдачи отвечает значению, получаемому из метеорологических измерений. При наличии тепловой неоднородности в грунте локально изменится теплообмен с атмосферой и следует ввести локальный коэффициент теплоотдачи.

Как отмечалось, в частности в [2, 3], изменение потока тепла вследствие местного изменения температуры поверхности на участке порядка размера тепловой аномалии L связано с формированием локального теплового пограничного слоя в воздушном потоке, обтекающем этот участок. Толщина этого слоя возрастает с ростом размера участка L , а средний поток тепла уменьшается с ростом L . Поэтому средний коэффициент теплоотдачи зависит от размера участка с неоднородной температурой поверхности, который в данном случае определяется размером полости. Чем больше размер тепловой аномалии, тем меньше локальный коэффициент теплоотдачи. Приведенные в [2; 3] значения H_c соответствовали размеру «температурного пятна» 1,5 м, что характерно для тепловых аномалий, связанных с утечками метана из подземных трубопроводов.

В табл. 2.1 приведены значения атмосферного коэффициента теплоотдачи для разных метеорологических условий и разных размеров тепловой аномалии L . Зависимость коэффициента теплоотдачи от размера пятна неоднородности при всех условиях не очень сильная: при изменении размера L от 1,5 до 30 м коэффициент уменьшается в 2-3 раза.

Таблица 2.1. Значения конвективного коэффициента теплоотдачи для разных метеорологических условий и разных размеров тепловой аномалии L

| Скорость ветра, м/с | Класс устойчивости | Шероховатость, м | Конвективный коэффициент теплоотдачи H_c | | | |
|---------------------|--------------------|------------------|--|-----------|------------|------------|
| | | | $R = 1,5$ м | $R = 3$ м | $R = 10$ м | $R = 30$ м |
| 5 | Нейтральный | 0,10 | 166,4 | 125,7 | 84,8 | 64,7 |
| 2 | Устойчивый | 0,10 | 50,3 | 37,9 | 25,3 | 18,9 |
| 2 | Неустойчивый | 0,10 | 93,1 | 71,6 | 50,7 | 40,4 |
| 5 | Нейтральный | 0,03 | 83,4 | 67,5 | 50,3 | 40,6 |
| 2 | Устойчивый | 0,03 | 26,1 | 20,9 | 15,4 | 12,2 |
| 2 | Неустойчивый | 0,03 | 46,7 | 38,6 | 29,7 | 24,8 |

Чтобы не вводить дополнительные зависимости, в описываемых предварительных расчетах использовался однородный коэффициент теплообмена, отвечающий локальному значению, вследствие чего приводимые значения максимального контраста для теплого газопровода могут быть завышены на 10—20%, а для карста — наоборот, занижены.

2.1. Исходные данные для расчетов

При определении величины тепловой аномалии на дневной поверхности в окрестности магистрального газопровода производился расчет температуры грунта, прилегающего к газопроводу, при различных глубинах залегания трубы. При этом краевые условия на поверхности брали для усредненных по суткам метеоусловий в представлении (2.6).

Рассмотрим квазистационарный режим, когда подача газа, давно начавшись, не прерывается надолго, а колебания давления и температуры газа на входе невелики. Температуры газа и грунта вдоль трассы в этом случае определяются установившимися параметрами течения и условиями теплообмена вдоль газопровода. Температура верхнего слоя почвы определяется условиями на дневной поверхности.

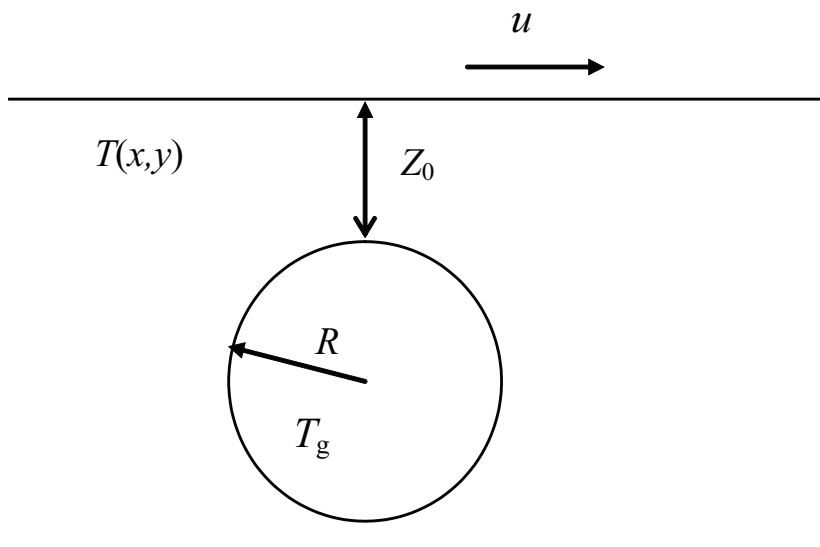


Рис. 2.1. Расчетная конфигурация

Интенсивность теплопередачи от газа в окружающую среду определяется местной теплопередачей в различных местах системы «газ — труба — грунт — атмосфера». Соответствующие коэффициенты теплопередачи должны задаваться в численной модели. Приведем оценки этих коэффициентов, взятые для расчета.

Теплоотдача газа к стенкам трубы. Течение газа в трубе турбулентно: число Рейнольдса $Re \sim 3 \cdot 10^5$. Коэффициент теплоотдачи газа, текущего по трубе, в стенку оценивается из соотношения

$$H_T = Nu \lambda / R, \quad (2.8)$$

где λ — коэффициент теплопроводности газа; R — радиус трубы; Nu — число Нуссельта, определяемое [4] из соотношения

$$Nu_1 = \frac{\eta}{8} \frac{Re Pr}{\left[1 + 900/Re + 4,5\sqrt{\eta}(Pr^{2/3} - 1)\right]},$$

где Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля; η — коэффициент сопротивления при течении по трубе [4]:

$$\eta = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}.$$

Теплопроводность метана при температуре 30°C и давлении 50 атм составляет $0,04 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Число Нуссельта отсюда оценивается величиной $Nu \approx 500$, а коэффициент теплоотдачи в стенку $H_T \approx 30 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$.

Теплопередача трубы и изоляции определяется тепловым сопротивлением последней, $H_T = \lambda_T / R_T$, где λ_T — эффективная теплопроводность изоляции; R_T — толщина слоя. Беря оценочные значения, получаем $H_T \sim 0,5 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})/0,05 \text{ м} = 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$.

Теплопередача грунта $H_T \sim \xi \lambda_S / (D - R) \approx 0,5 \cdot 0,7 - 1,5 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К}) : 1 \text{ м} = 0,4 - 0,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, где множитель $\xi = 1/\ln(D/R)$ учитывает цилиндрическую геометрию; λ_S — теплопроводность грунта. При $\xi \approx 0,5$, $\lambda_S \approx 0,7 - 1,5 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $D - R \approx 1 \text{ м}$ $H_T \approx 0,4 - 0,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$.

Для теплоотдачи в атмосферу эффективный коэффициент составляет $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ и выше [5; 2].

Таким образом, основным препятствием теплоотдаче газа на трассе служит низкая теплопроводность грунта. Поскольку число Нуссельта для газа в трубе высоко, теплообмен в сечении трубы достаточно интенсивен и температуру газа по сечению можно считать однородной, а теплоотдачу газа — постоянной по окружности трубы.

Рельеф предполагается монотонным, и глубина залегания трубопровода на длине $L_R \gg R$ считается постоянной. Теплопереносом в почве вдоль направления трубы пренебрегаем, и задача теплопроводности в грунте будет двумерной: температура существенно изменяется в плоском сечении, перпендикулярном оси трубы (**рис. 2.1**). В плоскости Oxy имеем

$$\frac{\partial}{\partial x} \lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial c \gamma T}{\partial t}, \quad (2.9)$$

где $\lambda_x = \lambda_y$ — коэффициенты теплопроводности почвы по направлениям Ox и Oy ; γ и c — ее плотность и теплоемкость.

Поток тепла из газопровода в прилегающий слой почвы с температурой T_s можно записать в виде третьего краевого условия:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -H(T_g - T_s),$$

где коэффициент $H = (1/H_T + 1/H_\Gamma)^{-1}$ учитывает тепловое сопротивление трубы и теплоотдачу газа. Величины H_T , H_Γ отвечают их вышеприведенным оценкам. Температура газа падает вдоль трассы, и чтобы привязать указанное краевое условие к расстоянию вдоль трубы, надо знать параметры газа вдоль трассы, которые измеряются только на входе в трубопровод и на выходе из него. В общем случае граничные условия по потоку тепла в стенку трубы следует определять, исходя из температуры газа на данном участке газопровода, т. е. задача теплопроводности должна сопрягаться с газодинамической задачей определения течения газа. С некоторым приближением эту температуру можно оценить независимо.

При распространении газа выполняется условие $u_g \ll u_c$ (массовая скорость много меньше звуковой), и процесс течения подобен дросселированию через пористую перегородку, при котором сохраняется энтальпия газа. Параметры газа изменяются только за счет теплообмена со стенкой трубы, и на единицу длины трубы изменение тепловой энергии газа в данном сечении равно потоку тепла через его границу:

$$\int_s \frac{\partial (\rho_g u_g \varepsilon(T_g))}{\partial z} ds = \int_L H(x, y) (T_g - T_s) dl, \quad (2.10)$$

где S — сечение газопровода; L — контур сечения трубы; ρ_g — плотность газа; u_g — скорость газа в трубе; $T_g = T_g(x, y, z)$ — его температура; ε — удельная энтальпия. Усредняя по сечению скорость, теплоемкость, плотность и температуру газа, считая постоянным по окружности трубы коэффициент теплоотдачи от газа в грунт $H(x, y) = H_C$ и температуру примыкающего грунта $T = T_s$, можно написать

$$J_g \frac{\partial \varepsilon(z)}{\partial z} = \int_L H(x, y) (T_g - T_s) dl = -H_T \pi D [T_g(z) - T_s(z)], \quad (2.11)$$

где $J_g = \rho_g u_g S = \text{const}$ — интегральный расход газа по сечению, $D = 2R$ — диаметр. Сопряженные уравнения (2.10) и (2.11) и уравнение теплопроводности (2.9), записанное для каждого сечения, полностью описывают тепловой режим на трассе газопровода.

Чтобы сделать уравнение (2.11) независимым, за температуру T_s принимается среднесуточная температура дневной поверхности грунта, а в тепловое сопротивление включается сопротивление грунта. Если принять эту температуру грунта постоянной по длине трубы, а также принять постоянной теплоемкость, так что $\varepsilon(T_g) = c_g T_g$, то (2.11) примет вид

$$J_g c_g \frac{\partial T}{\partial z} = -H_T \pi D [T(z) - T_s].$$

Решение этого уравнения (формула Шухова) имеет вид

$$T_g(z) = T_s + (T_0 - T_s) e^{-Bz}, \quad (2.12)$$

где $B = H_T \pi D / J_g c_g$, а отсчет координаты z , при которой $T_g \approx T_0$, идет от газонасосной станции. Подставляя $H_T = 0,5$; $D = 1,4$ м; $J_g = 300$ кг/с; $c_g = 1000$ Дж/(кг·К), получаем при $z = 100$ км $T_g \approx T_s + 0,5(T_0 - T_s)$. Фактически на таких расстояниях обычно $T_g \approx T_s$, т. е. формула (2.12) завышает температуру газа, что и отмечается рядом авторов [6]. Тем не менее она позволяет с определенной точностью определять температуру газа и ставить задачу для определенного места на трассе газопровода.

Условия на дневной поверхности ставятся так, как это обсуждалось выше, — граничные условия третьего рода с температурой, испытывающей

только сезонные изменения с периодом в 1 год. Средний поток тепла через дневную поверхность равен нулю.

Граничные условия на периферии берутся адиабатическими:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\infty} = 0.$$

Чтобы при периодическом изменении температуры дневной поверхности влияние удаленных границ не сказывалось на решении в окрестности трубы, размер расчетной области берется достаточно большим (15×15 м).

2.2. Температурные режимы в расчетах

Для выяснения влияния глубины залегания трубы на величину положительной тепловой аномалии задача рассматривалась в описанной выше конфигурации при различных глубинах залегания трубы: $-1,5 \text{ м} < z < -0,4 \text{ м}$. Верхний предел отвечает глубине, на которой сказываются суточные колебания условий. Расчет вели на временном интервале в несколько лет до установления стационарного режима. Временные зависимости входных данных брали в простой форме, чтобы результаты были более прозрачными. Коэффициент теплообмена с атмосферой брали в части расчетов постоянным, температура воздуха (ветра) изменялась с периодом в 1 год, а сами колебания брали гармоническими:

$$T_{\text{в}} = T_0 + T_1 \sin \omega t, \quad (2.13)$$

где среднегодовая температура $T_0 = 0$; амплитуда годовых колебаний средне-суточной температуры $T_1 = 40^\circ$; $\omega = 2\pi/\text{год}$. Начало отсчета, когда при $t = 0$ температура $T = T_0 = 0$, а затем растёт, можно идентифицировать как весну.

Теплоемкость и теплопроводность грунта принимали независимыми от температуры и равными некоторым типичным значениям в соответствии с данными, приводимыми в [6; 7]: $\lambda = 1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $C = 1000 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $\rho = 1700 \text{ кг}/\text{м}^3$. В одной из групп расчетов учитывали сезонное промерзание и связанное со снежным покровом изменение эффективного коэффициента теплоотдачи грунта к атмосфере через снег и дневную поверхность. При конкретном задании годового хода зависимостей в модели приземного теплообмена следует принимать во внимание ряд факторов,

которые существенным образом привязаны к широте и местности, поэтому рассматриваемые расчеты имеют иллюстративный характер, но легко могут быть повторены с иными данными.

2.3. Результаты расчета

Рассмотрим результаты группы расчетов, в которой теплофизические коэффициенты постоянны («линейные расчеты»), а годовые колебания испытывает только температура приземного слоя воздуха. Варьировалась глубина положения трубы. Момент начала расчета отвечает весне, и далее с малым смещением отсчет с периодом год отвечает весеннему сезону.

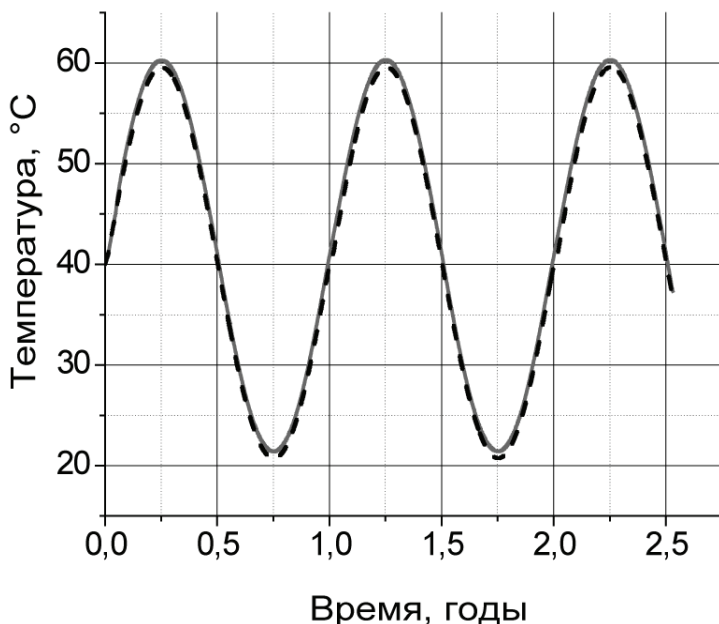


Рис. 2.2. Температура дневной поверхности
сплошная линия — над трубой (0,0); пунктир — на периферии,
 $Z_0 = 1,5$ м, линейный расчет

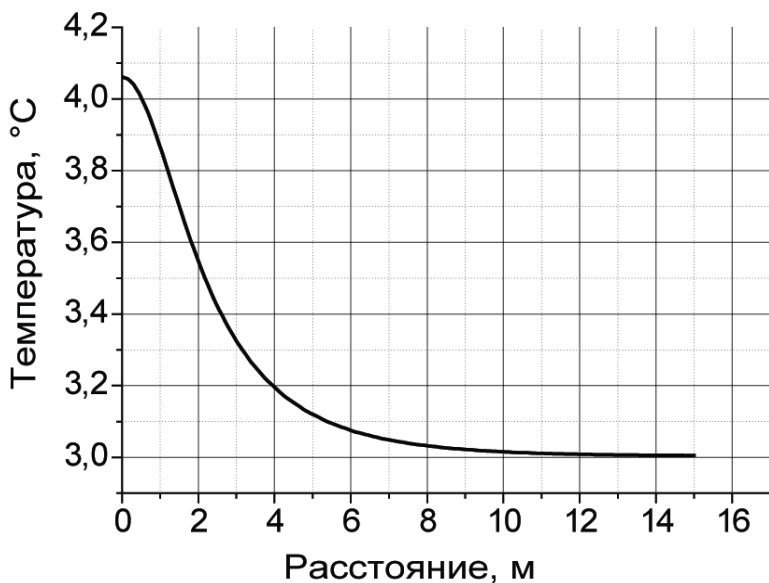


Рис. 2.3. Профиль температуры дневной поверхности
 $Z_0 = 1,5$ м, $H = 15$, весна, линейный расчет

На **рис. 2.2** приведена температура поверхности, позволяющая идентифицировать сезон. Распределение температуры на поверхности в направлении $0x$ (поперек трубы) при глубине залегания трубы 1,5 м показано на **рис. 2.3**. На **рис. 2.4** приведены распределения температуры в сечении на момент времени, отвечающий весне, а на **рис. 2.5** — зависимости от времени контраста $\delta T(t) = T(0, 0, t) - T(\infty, 0, t)$.

Как видно, величина $\delta T(t)$ меняется в течение года, а глубина залегания сильно влияет на амплитуду контраста. На **рис. 2.6** приведена зависимость амплитуды колебаний величины $\Delta T(z_0)$ от глубины залегания трубы при заданном коэффициенте теплоотдачи, а на **рис. 2.7** — его зависимость от коэффициента теплоотдачи при заданной глубине залегания.

В более реалистичной постановке учитывалось промерзание, т. е. при $T = 0^\circ\text{C}$ вводился фазовый переход с теплотой плавления ξH_L , где

H_L — теплота замерзания воды; $\xi \approx 0,25$ — степень водонасыщенности грунта, взятая в расчете. Фазовый переход происходил в температурном интервале 1°C .

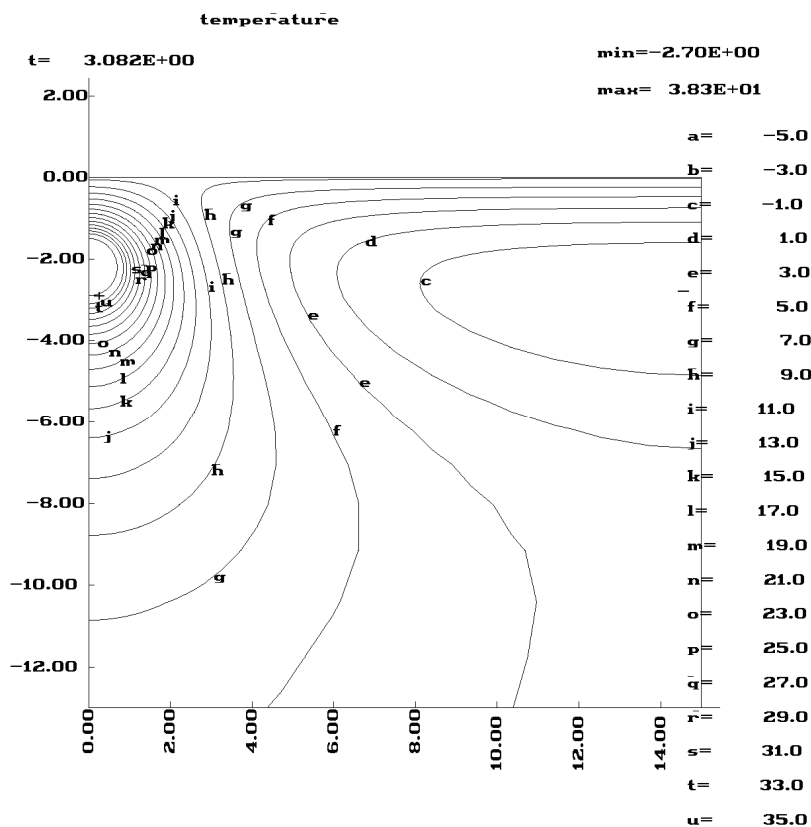


Рис. 2.4. Распределение температуры в окрестности трубы $Z_0 = 1,5$ м, весна

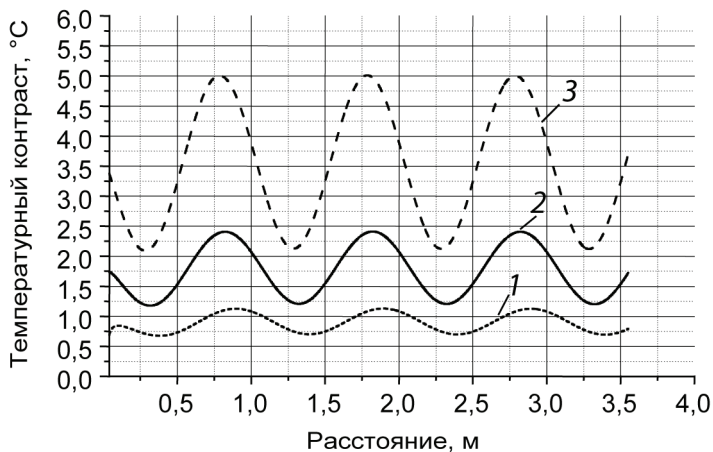


Рис. 2.5. Температурный контраст при разных положениях трубы,
 $H = 15 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, линейные расчеты:
1 — $Z_0 = 1,5 \text{ м}$; 2 — $Z_0 = 0,8 \text{ м}$; 3 — $Z_0 = 0,4 \text{ м}$

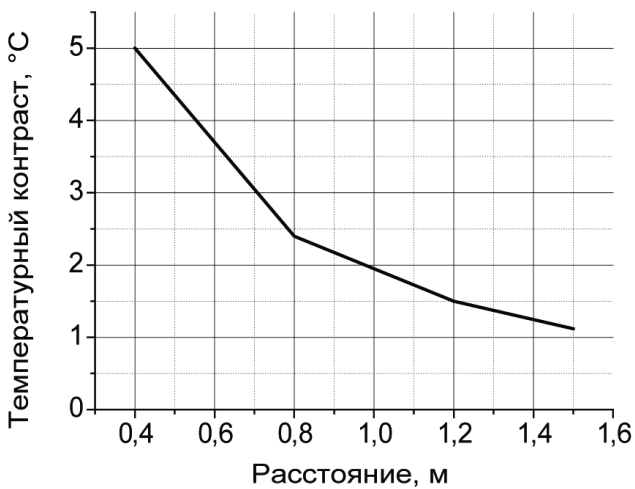


Рис. 2.6. Зависимость максимального температурного контраста
от положения трубы
 $H = 15 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, линейные расчеты

Для учета влияния снежного покрова вводился слой «снега» в виде тонкого слоя материала, в котором горизонтальная компонента теплопроводности λ_x бралась почти нулевой, а вертикальная компонента λ_y летом была очень высокой, не оказывая влияния на теплопередачу, а зимой отвечала слою снега толщиной 0,4 м с теплопроводностью 0,3 Вт/(м·К) [5]. Поскольку при наличии снежного покрова параметр шероховатости падает, средний коэффициент теплоотдачи на дневной поверхности также брался зависящим от времени, изменяясь в пределах 10—20 Вт/(м²·К), имея минимум зимой. Его изменения также брались по синусоидальной кривой.

Соответствующие зависимости от времени для контраста приведены на **рис. 2.8**. Они в целом повторяют зависимости для линейного случая, испытывая скачки, связанные с плавлением-затвердеванием на поверхности при переходе от зимы к лету и наоборот. Резкий пик контраста в межсезонье весной связан с запаздыванием оттаивания: при вступлении переменной температуры грунта в интервал плавления она в течение некоторого времени изменяется очень медленно, и поскольку оттаивание грунта на периферии происходит позже, материал над трубой успевает быстро нагреться. В действительности этот пик должен сглаживаться суточными колебаниями теплового потока в почву.

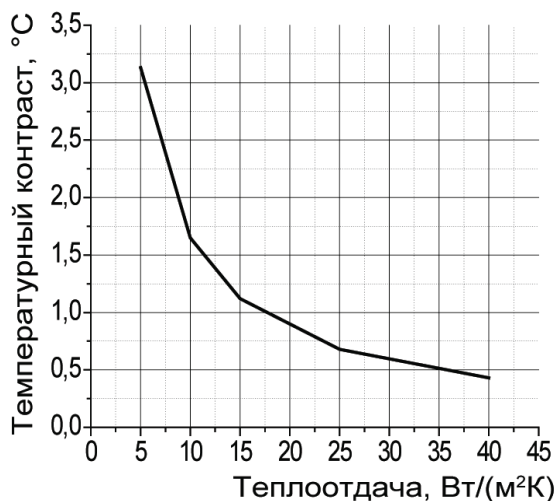


Рис. 2.7. Зависимость максимального температурного контраста от теплоотдачи на дневной поверхности
 $Z_0 = 1,5$ м, линейные расчеты

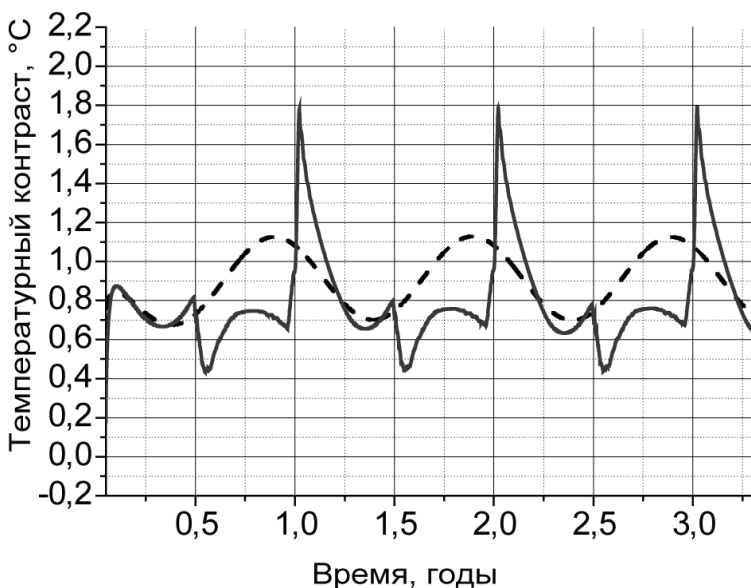


Рис. 2.8. Температурный контраст

Пунктир — линейный расчет с коэффициентом $H = 15 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$;
сплошная линия — расчет при учете влияния промерзания и снежного
покрова с таким же средним коэффициентом; $Z_0 = -1,5$

2.4. Выводы

Таким образом, в рассмотренных диапазоне глубин залегания трубы и интенсивности теплоотдачи в атмосферу величина температурного контраста на поверхности над трубой может составлять несколько градусов. При глубине поверхности трубы 1,5 м контраст составляет $\sim 1^\circ\text{C}$, при глубине 0,4 м — 5°C при средних метеоусловиях без учета промерзания. Эта величина сильно зависит от толщины слоя грунта над трубой, что дает возможность обнаруживать места непроеKTного положения трубы.

Наибольший контраст при нормальной глубине трубы достигается в конце зимы — начале весны, при глубине меньше проектной — в середине зимы.

3. Оценка температурного контраста на дневной поверхности при наличии карстовых пустот в грунте

Карст — полость неправильной формы в грунте. Она пустая, хотя в течение года может заполняться водой. Термокарст — полость, заполненная льдом, который почти не тает на протяжении года.

Вопрос заключается в том, может ли наличие карстовой (термокарстовой) полости проявиться на дневной поверхности в виде пятна, средняя температура в котором (хотя бы в некоторые периоды года) отличается от температуры над близлежащим однородным грунтом.

Для ответа на этот вопрос моделируется теплообмен в неоднородной почве с учетом ее теплообмена на дневной поверхности, который испытывает колебания, связанные с сезонным изменением метеоусловий.

Как указывалось выше, вариации температуры дневной поверхности определяются балансом потоков тепла на поверхности: поступающего извне и отдаваемого почвой. Поток, отдаваемый почвой, зависит от тепловой инерции нижележащих слоев, т. е. способности проводить и аккумулировать тепло, поступающее с поверхности, а также от текущего распределения температуры в почве. В зависимости от распределения теплоемкости и теплопроводности среды по глубине тепло, поступающее в почву извне, может запасаться и отдаваться по-разному под различными участками местности и распределение температуры по глубине и на поверхности в этих местах может быть разным в разные моменты времени. Поэтому нагрев и остывание почвы в окрестности карстовой полости и вдали от нее идут по-разному, что приводит к температурному контрасту.

Предполагается, что возникновение температурного контраста, т. е. разности температур, измеренных на дневной поверхности над карстовой полостью и над сплошным массивом, связано только с сезонными колебаниями метеоусловий, т. е. источники тепла на глубине отсутствуют.

Решается задача теплопроводности для конфигурации, содержащей полость. Как и в задаче для газопровода, сравниваются температуры в двух точках, одна из которых находится над полостью, а другая, находящаяся на краю, отвечает невозмущенному решению.

Описываемые ниже расчеты имеют цель определить порядок величины возможного температурного контраста и основные влияющие на него факторы. Поэтому при постановке задачи и задании величин теплофизиче-

ских коэффициентов и параметров граничных условий мы исходим из некоторых усредненных условий, не учитывая зависимости коэффициентов от температуры, сезона и т. п.

3.1. Постановка задачи

Геометрия задачи — осесимметричная. Задаемся формой, размерами и глубиной залегания карста, которые в дальнейшем можно варьировать. Сечение карстового включения берется простейшей формы: круговой цилиндр радиусом 3 м и высотой 4 м. Порядок величины глубины залегания полости берется равным 1 м (глубина варьируется), что отвечает положению трубопровода и характерной глубине проникновения годовых колебаний температуры. Толщина слоя воздуха бралась равной 1 м. Очевидно, что наличие полости может быть заметно при выполнении условия для теплопередачи по вертикали:

$$\lambda_B/h_B \ll \lambda_T/h_T, \quad (3.1)$$

где λ_B , λ_T , h_B , h_T — теплопроводность и вертикальный размер воздушной полости и грунта, а также условия

$$h_B < L,$$

где L — размер полости по горизонтали. Отсюда следует, что при толщине полости заметно больше 0,03 м влияние ее теплового сопротивления может быть заметным.

Размер расчетной области по радиусу и глубине 15×15 м, что достаточно для того, чтобы температура на краях не испытывала возмущений.

Теплофизические коэффициенты материала грунта и карста берутся постоянными. Они не зависят от температуры, и промерзание в этих расчетах не учитывается. Для примера рассматривается только случай воздушной полости. При задании теплопроводности воздуха конвективная составляющая (в случае температурной инверсии для верхней и нижней границ полости) пока не учитывается. Основания для этого укажем при обсуждении результатов.

Граничные условия ставятся аналогично рассмотренной задаче о температуре в окрестности газопровода:

- на верхней границе (дневной поверхности) условия третьего рода, моделирующие теплообмен с окружающей средой, как указано выше; по-

становка этих условий отвечает тому, что бралось в задаче о газопроводе, отличаясь только набором вариаций коэффициента теплообмена;

- на остальных (удаленных) границах адиабатическое условие (нулевой нормальный поток тепла на границе).

Значения теплофизических коэффициентов отвечали тем, что использовались в задаче о газопроводе. Теплопроводность воздуха в полости бралась равной $0,04 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Начало расчетов во времени отвечало весне, и в дальнейшем фаза колебаний сохранялась (см. **рис. 3.2**).

3.2. Результаты расчетов

На **рис. 3.1** приведено распределение температуры в вертикальном сечении для случая $H = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $Z = 1 \text{ м}$ на момент времени, соответствующий лету, когда контраст максимален и положителен. Над полостью температура почти однородна за счет подпирания теплового потока мало-теплопроводным слоем воздуха.

На **рис. 3.2** приведены зависимости величины контраста $\Delta T^*(t)$ от времени для разных глубин залегания полости. Амплитуды колебаний температуры и температурного контраста у поверхности устанавливаются в течение полугода. Порядок величины контраста составляет $0,1\text{К}$.

На **рис. 3.3** приведены зависимости от времени нормальной компоненты потока тепла на дневной поверхности для случая $H = 15 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $Z = 1 \text{ м}$. Размах колебаний потока тепла на периферии $24 \text{ Вт}/\text{м}^2$, что приблизительно отвечает годовой вариации среднесуточного потока в средних широтах. Амплитуда колебаний над карстом ниже, что связано с меньшей тепловой инерцией слоя почвы под дневной поверхностью в этом месте — на периферии глубина грунта практически бесконечна, а над карстом — конечна, и за годовой период слой грунта над карстом аккумулирует и отдает меньшее количество тепла.

На **рис. 3.4** приведена зависимость температурного контраста от глубины карстовой полости при заданном коэффициенте теплоотдачи, а на **рис. 3.5** — его зависимость от коэффициента теплоотдачи при заданной глубине залегания.

Характерная и понятная особенность контраста над воздушной полостью — знакопеременность. Экстремумы приходятся на лето и зиму. Оптимальное время наблюдения — лето, поскольку зимой и без того довольно слабый эффект должен существенно маскироваться снегом. По этой причине учет снежного покрова и промерзания не повлияет качественно на ход зависимостей и максимальную величину контраста.

Еще одно сезонное явление состоит в заполнении полости водой. Вода имеет довольно близкие к грунтовым теплофизические характеристики. В силу условия (3.1) на коэффициент теплопередачи карстового включения заполнение на длительное время водой может свести контраст к нулю. По этой причине и величина контраста над термокарстом (нетающим льдом) требует детализации постановки — уточнения теплофизических коэффициентов, конкретизации метеоусловий и сезонных изменений параметров задачи. Поскольку лед — плотная среда и имеет теплофизические коэффициенты, относительно близкие к грунтовым, здесь вычисляемые значения контраста будут гораздо ниже, что проверялось в специальном расчете.

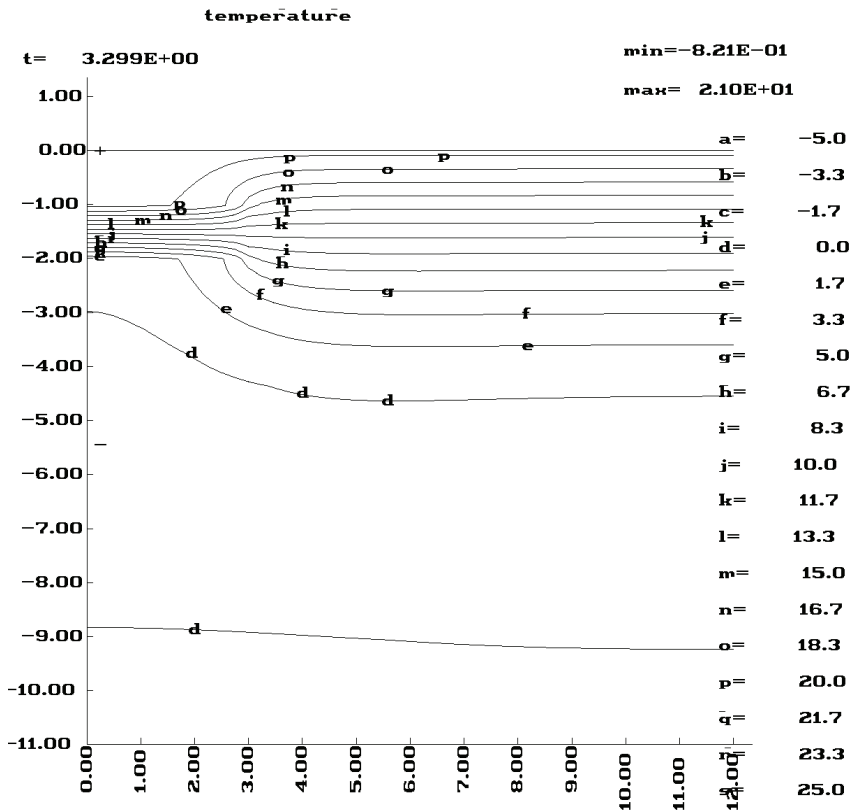


Рис. 3.1. Распределение температуры в окрестности неоднородности
 $Z_0 = 1$ м, весна

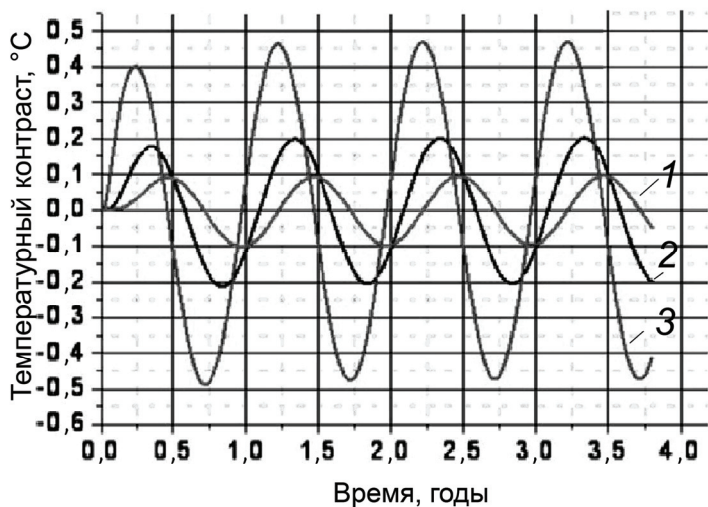


Рис. 3.2. Температурный контраст при разных глубинах залегания Z_0 ,
 $H = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, линейные расчеты,
1 — глубина 3 м; 2 — глубина 2 м; 3 — глубина 1 м

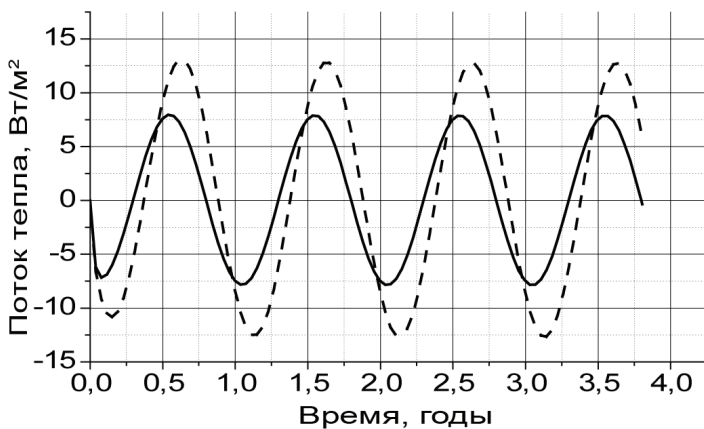


Рис. 3.3. Средний поток тепла над карстом (сплошная линия)
и на периферии (пунктир)

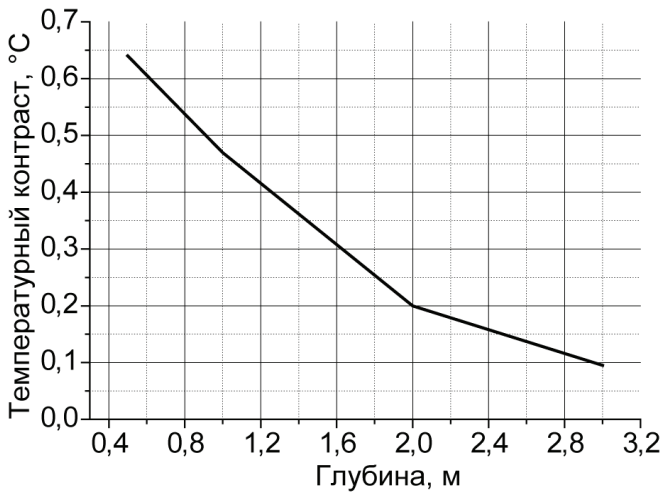


Рис. 3.4. Зависимость температурного контраста от глубины неоднородности $H = 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, линейные расчеты

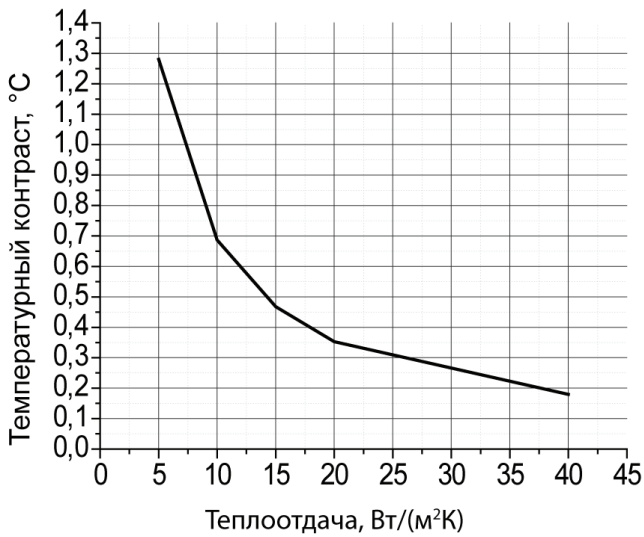


Рис. 3.5. Зависимость температурного контраста от теплоотдачи на дневной поверхности $Z = 1 \text{ м}$, линейные расчеты

3.3. Влияние суточных изменений метеоусловий на условия наблюдения контраста

Рассмотрим, как влияют суточные изменения метеоусловий на величину температурного контраста, вызванного неоднородным распределением температуры типа «теплового острова» под дневной поверхностью. Имеются ввиду задачи о температурном поле в окрестности газопровода и вокруг карстовой полости.

По определению температурный контраст — величина

$$\Delta T^* = T^* - T(\infty),$$

где T^* — температура в центре тепловой аномалии; $T(\infty)$ — температура на периферии. В квазистационарном состоянии распределения температуры и потока по глубине в точках $x = 0$ над тепловой аномалией и вдали от нее снизу вверх до глубин 0,2—0,4 м можно считать установившимися в масштабе времени порядка суток. Вертикальные профили температуры и потока для распределения температуры на **рис. 3.1** показаны на **рис. 3.6** и **рис. 3.7**.

Как уже отмечалось, квазистационарный тепловой поток на дневной поверхности может быть сведен к общему краевому условию третьего рода:

$$F = \lambda \frac{\partial T}{\partial n} = Q(t) - H(T - T_B). \quad (3.2)$$

Поток над тепловой аномалией $F = H(T^* - T_B)$, а вдали от нее: $F = H[T(\infty) - T_B]$, где T_B — температура ветра. Разница в теплоотдаче над тепловой аномалией и периферией $\Delta F = H\Delta T^*$. Порядок величины ΔF в расчетах задачи о теплом газопроводе составляет примерно 10 Вт/м², изменяясь в зависимости от глубины залегания в несколько раз. Рассмотрим, что происходит при внезапном изменении коэффициентов этого граничного условия.

Пусть сила ветра не меняется, но изменилась температура воздуха: $T_B \rightarrow T_{B1}$. Тогда тепловой поток над тепловой аномалией и на удалении изменится одинаковым образом — на величину $H(T_{B1} - T_B)$. Величина контраста не изменится.

Предположим, что теплообмен с атмосферой изменился: температура воздуха осталась прежней, но изменился ветер и соответственно коэффициент тепло-

обмена в соотношении (3.2). Изменится ли (и как быстро) величина контраста? Для упрощения рассуждений можно, имея в виду приведенные результаты, положить температуру грунта на периферии постоянной по глубине, а тепловой поток равным нулю и отнести наши рассуждения к следующей задаче теплопроводности: в достаточно длинном стержне поддерживается стационарное линейное распределение температуры по длине, причем на одном из краев краевое условие — конвективное вида (3.2). Контраст начнет меняться, поскольку тепловой поток (нулевой) на периферии не изменится, а над тепловой аномалией получит прирост, равный $\Delta H \Delta T^*$. Простейшая оценка времени, через которое температура на этом краю придет в новое состояние, дается анализом размерностей.

Характерное время установления температуры

$$\tau \sim l^2 / 2k, \quad k = \lambda / \gamma C, \quad (3.3)$$

где k — температуропроводность; γC — объемная теплоемкость; l — параметр длины. В нашем случае составим его в виде $l \sim \lambda / H$, что отвечает балансу между подводом (оттоком) тепла над границей, учитываемого коэффициентом теплообмена H , и оттоком (подводом) его под границей за счет теплопроводности с коэффициентом λ . Подставляя это в (3.3) и взяв типичные числовые значения, получаем оценку

$$\tau \sim \lambda \gamma C / 2H^2 \sim 10^3 \cdot 10^3 \cdot 0,7 / 2 \cdot 10^2 \sim 3 \cdot 10^3 \text{ с},$$

т. е. время порядка 1 ч.

Эта оценка проверялась в численном расчете описанным образом: при расчете задачи о тепловом поле газопровода коэффициент теплоотдачи интерактивно, т. е. за шаг расчета, изменялся заданным образом, увеличивался или уменьшался в два раза. Соответствующие переходные зависимости показаны на **рис. 3.8** и **рис. 3.9**. Здесь время дано в годах, и 10^{-4} год ≈ 3000 с, откуда видно, что время релаксации при изменении коэффициента теплоотдачи в численном расчете близко к оцененному.

Из этого следует, что в зависимости от метеоусловий величина контраста в течение суток может варьироваться на десятки процентов.

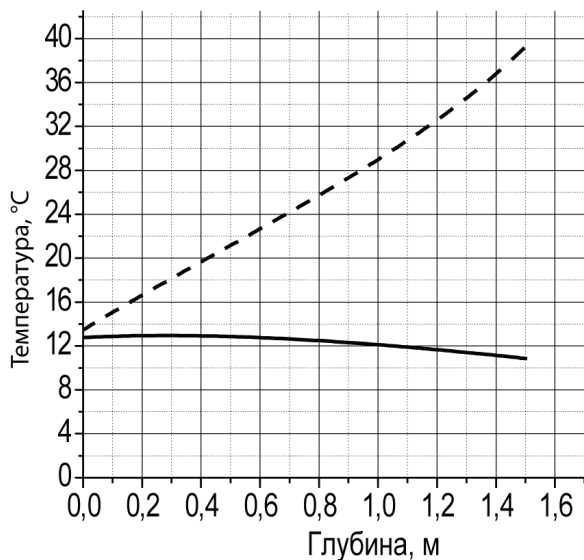


Рис. 3.6. Профили температуры по глубине в месте тепловой аномалии (пунктир) и на периферии (сплошная линия)

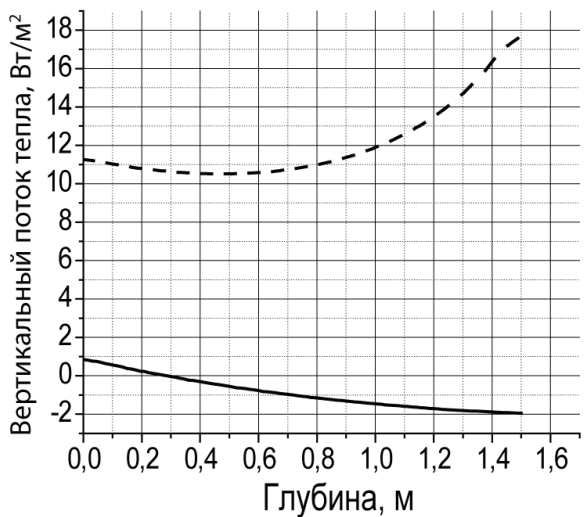


Рис. 3.7. Профили вертикального потока тепла по глубине в месте тепловой аномалии (пунктир) и на периферии (сплошная линия)

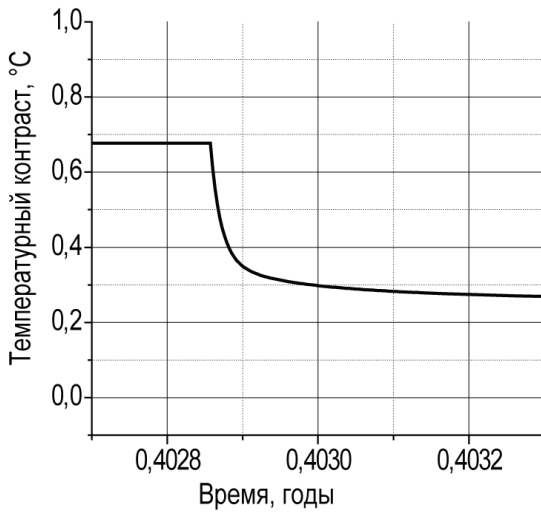


Рис. 3.8. Переходное поведение температурного контраста при изменении коэффициента теплообмена

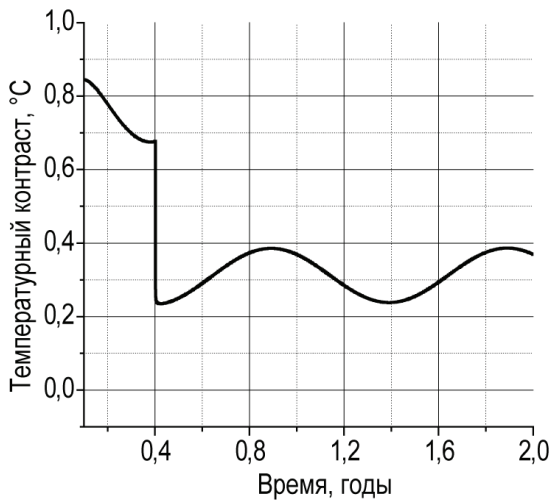


Рис. 3.9. Температурный контраст при изменении коэффициента теплообмена (см. рис. 3.8)

Рассмотренные распределения температуры на дневной поверхности получены при краевых условиях, почти постоянных в течение суток. Решение на глубинах, больших глубины проникновения суточных колебаний температуры, $\delta_{\text{сут}} = 0,2—0,4$ м, уже не зависит от этих колебаний. Это справедливо для рассмотренных задач о температуре грунта в окрестности газопровода и о карстовой полости. Поскольку нас интересует проявление глубинного распределения температуры на дневной поверхности, следует уточнить, как может меняться температурный контраст при наложении суточных колебаний метеоусловий.

Данный вопрос трудноразрешим в первую очередь вследствие отсутствия достаточно точной и полной информации об условиях на месте. Можно ответить на него, ослабив формулировку: при каких комбинациях метеоусловий температурный контраст максимален, а при каких минимален? Как следует из приведенной оценки, время переходного процесса при резком изменении коэффициента теплоотдачи составляет величину порядка 1 ч. Это относится к атмосферному коэффициенту теплоотдачи и к длинноволновой радиации. В соответствии с этим перечислим основные факторы влияния:

- поскольку более интенсивный теплообмен с атмосферой уменьшает контраст, усиление ветра уменьшает его и наоборот;
- нагрев прямыми солнечными лучами усиливает неоднородность поверхностного распределения температуры и в целом ухудшает условия наблюдения;
- наличие влаги, росы или дождя выравнивает температуру за счет более интенсивного испарения с нагретых участков и уменьшает контраст;
- подмерзание почвы, не прикрытой снегом, уменьшает контраст.

Отсюда, в частности, следует, что предвечернее время в сухую безветренную погоду предоставляет оптимальные возможности для проявления температурного контраста.

3.4. Выводы

Таким образом, величина температурного контраста при наличии карстовой воздушной полости колеблется вокруг нуля с годовым периодом. Амплитуда контраста может находиться в пределах 0,1—0,5°С для усредненных метеоусловий.

Время, когда абсолютная величина контраста достигает максимума, зависит от глубины полости.

Оптимальные условия наблюдения — лето, предвечернее время, сухая безветренная погода.

Следует еще раз отметить, что представленные результаты имеют принципиальный характер оценки порядка величины эффекта. В расчетах не учитывались эффекты фазового перехода влаги в почве, влияния снежного покрова и т. д.

4. Заключение

Разработан метод оценки температурного контраста на поверхности грунта, возникающего вследствие наличия подземного источника тепла или локальной неоднородности теплопроводности почвы типа карстовых пустот. Формирование температурного контраста в случае карста происходит вследствие наличия сезонных тепловых потоков в верхних слоях грунта.

На основе разработанного метода проведены оценки величины температурного контраста для случаев теплого трубопровода и карстовой полости. При этом использовались средние характерные свойства грунтов, температуры газа в трубопроводе, метеорологические параметры. Оценки показали, что в типичных условиях величина контраста доступна для измерений с помощью тепловизионной техники.

Разработанные методики могут использоваться для обработки результатов дистанционного обследования состояния трубопроводов с тепловизионной аппаратуры, размещенной на вертолете или самолете. На основе тепловой картины окрестности трассы газопровода могут быть обнаружены такие явления, как отклонение трубы от проектного положения, пустоты, и оценена их опасность.

Литература

1. *Матвеев Л. Т.* Курс общей метеорологии: Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976.
2. *Семенов В. Н., Филиппов А. С.* Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы. — М., 2003. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИБРАЭ-2003-04).
3. *Семенов В. Н., Филиппов А. С., Филиппов П. Г.* и др. Расчет температурных аномалий при фильтрации природного газа через слой почвы // Изв. РАН. Энергетика. — 2004. — № 5. — С. 88—94.
4. Теоретические основы теплотехники: Теплотехнический эксперимент: Справочник / Под ред. В. А. Григорьева, В. М. Зорина. — Кн. 2. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. *Павлов В. Н.* Теплофизика ландшафтов. — Новосибирск, 1972.
6. *Ходанович И. Е., Кривошеин В. Л., Бикчентай Р. Н.* Тепловые режимы магистральных газопроводов. — М., 1971.
7. *Димо В. Н.* Тепловой режим почв СССР. — М., 1972.

Методы оценки размера утечек природного газа по концентрации метана в воздухе

*В. Н. Семенов, О. С. Сороковинова, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин,
А. С. Филиппов, П. Г. Филиппов, С. Н. Журкин*

1. Введение

Функционирование газовой отрасли сопровождается неизбежными утечками природного газа. Согласно современным экологическим воззрениям поступление метана в атмосферу должно контролироваться, а техногенные выбросы — ограничиваться, поскольку загрязнение атмосферы метаном ведет к тепличному эффекту.

Это делает актуальной задачу обнаружения мест утечек и оценки размеров потерь природного газа на всех элементах технологической цепи (на объектах добычи, переработки и транспортировки).

Требуется создать методики, обеспечивающие надежное обнаружение и получение количественных данных о размерах утечек. Вследствие значительной протяженности газотранспортной системы и большого количества потенциальных источников выброса метана такие методы должны использовать данные, которые могут быть получены дистанционно, например, с вертолета или самолета.

В работе описана методика, основанная на измерении концентрации метана в воздухе. При истечении метана в атмосферу в районе источника возникает вытянутая вдоль направления ветра струя, в которой концентрация метана превышает фоновое значение. Параметры струи и пространственное распределение в ней метана определяются характеристиками источника и метеорологическими условиями распространения газа в атмосфере. Распределение концентрации метана может быть рассчитано с помощью моделей атмосферного переноса. Наличие методики для расчета распределения концентрации позволяет восстановить параметры источника по измеренной в нескольких точках концентрации.

Использование стационарных пунктов измерения крайне неэффективно, поскольку измерения с подветренной стороны от источника не дают результата. Задача может быть решена путем исследования пространственных распределений концентрации метана вокруг известного или предпо-

лагаемого источника за счет сканирования с использованием авиационной техники. В настоящее время существует компактная, чувствительная и имеющая хорошее временное разрешение аппаратура для измерения концентрации метана в воздухе. Метод сканирования позволяет получать информацию с использованием минимального количества датчиков (одного) и проводить измерения на разных высотах в соответствии с высотой расположения струи.

В восстановлении параметров источника важную роль играет возможность расчета пространственного распределения концентрации метана в струе (решение прямой задачи). Один из способов восстановления источника — это решение «обратной задачи» распространения примеси. В этом случае наличие модели для расчета концентрации принципиально.

Возможен и иной способ оценки размера утечки, не требующий применения моделей атмосферного рассеивания, которые служат для расчета концентрации от заданного источника. Такие модели в данном случае имеют вспомогательное значение. Расчет профиля концентрации может использоваться для предварительной оценки высоты и размеров струи по горизонтали и вертикали, что позволит повысить эффективность и сократить время сбора данных.

2. Методы оценки размера утечки на основе измерения концентрации метана в воздухе

В самом общем виде задачу определения интенсивности выброса метана с использованием измерений его концентрации в разных точках в воздухе можно сформулировать как обратную задачу атмосферного переноса. Входными данными для нее являются измеренные концентрации, а результатом в данном случае — интенсивность источника. При этом все метеорологические параметры считаются заданными.

Решение обратной задачи ищется приближенно, как решение прямой задачи, наиболее близкое в определенном смысле к измеренным данным. Таким образом, в этом случае решение привязано к модели атмосферного переноса.

2.1. Параметры, влияющие на распределение концентрации метана вокруг места утечки

Распределение концентрации примесного газа вокруг источника в значительной степени зависит от параметров атмосферы. При одной и той же интенсивности источника концентрация на заданном расстоянии от него

может меняться на порядки в зависимости от атмосферных условий. Основными параметрами, прямо определяющими распределение концентрации, являются скорость ветра и коэффициенты турбулентного обмена, а также стратификация атмосферы, в частности наличие и высота инверсных слоев. Существенное влияние на распределение концентраций могут оказывать особенности рельефа местности. Если речь идет о выбросе метана, то тогда могут играть существенную роль температура окружающего воздуха и осадки. Температура воздуха, если она отлична от температуры выбрасываемого газа, влияет на его плавучесть и, следовательно, на высоту подъема.

При наличии ветра от локализованного источника формируется струя. Концентрация в струе может быть описана эмпирическим уравнением адвекции-диффузии. В простейшем случае (однородные метеополья, стационарный источник) его решение приближенно представляется гауссовой формулой:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z V} \exp\left(-\left(y/2\sigma_y\right)^2 - \left(z/2\sigma_z\right)^2\right), \quad (2.1)$$

где Q — интенсивность источника; V — средняя скорость ветра; x — расстояние вдоль оси струи; y и z — расстояния от оси следа по горизонтали и вертикали; $\sigma_y = \sigma_y(x)$ и $\sigma_z = \sigma_z(x)$ — поперечные размеры струи по горизонтали и вертикали.

Как видно из (2.1), при прочих равных условиях концентрация в струе в заданной точке обратно пропорциональна скорости ветра. Коэффициенты турбулентного обмена влияют на поперечные размеры струи σ_z и σ_y ; чем выше турбулентная диффузия, тем больше размеры струи и тем меньше концентрация на заданном расстоянии. Эти коэффициенты, в свою очередь, зависят от стратификации атмосферы, т. е. от высотного профиля температуры: при неустойчивой стратификации турбулентный обмен значительно интенсивнее, чем при устойчивой.

Среди этих параметров наименьшую неопределенность содержит скорость ветра. Измерения скорости ветра (во всяком случае, на высоте 10 м) производятся на каждой метеостанции и на всех метеопостах. Эти измерения обязательны, и данные о ветре распространяются Российской метеослужбой.

Что касается коэффициентов турбулентного обмена, то они могут быть определены несколькими методами: по градиентным измерениям, по флуктуациям направления ветра. Однако соответствующие измерения

проводятся не на каждой метеостанции. Информация о коэффициентах турбулентного обмена не передается метеослужбой и поэтому практически недоступна.

Существуют различные эмпирические методики определения турбулентного обмена при заданных погодных условиях. Эти методики используются, в частности, в так называемых гауссовых моделях оценки концентрации примесей в атмосфере. Все методики исходят из того, что рассеивание примеси в атмосфере зависит главным образом от категории устойчивости атмосферы. В число параметров, которые влияют на рассеивание, входит еще шероховатость подстилающей поверхности. При этом для определения класса устойчивости атмосферы также существуют эмпирические методики. С их помощью класс устойчивости может определяться, например, по синоптическим признакам. Одна из таких методик заложена в программу НОСТРАДАМУС [1; 2].

Все эти методики основаны на статистике наблюдений, данные которых имеют большой разброс. Расчеты по этим методикам хорошо оправдываются только статистически, а в каждом конкретном случае эти расчеты могут давать значительные погрешности и неопределенности.

Таким образом, из всех параметров, влияющих на распределение концентрации метана вокруг источника, наиболее доступным и определенным является скорость ветра. Все другие параметры, т. е. коэффициенты турбулентного обмена, не могут быть получены непосредственно, а требуют для определения косвенных эмпирических методик. Поэтому трудно оценить не только сами необходимые параметры, но и величину погрешности их оценки.

В связи с поставленной задачей оценки источника предпочтение следует отдавать тем методам, которые не используют труднодоступную и содержащую большие неопределенности информацию.

3. «Безмодельный» метод оценки размеров утечки

В принципе оценка выхода метана из локализованного источника может быть сделана «безмодельным» способом. Он полностью свободен от обсуждавшихся выше серьезных недостатков «модельных» способов, связанных с присущими моделям неопределенностями. Кроме того, этот способ хорошо сочетается с разработанной и опробованной в Институте энергетических проблем химической физики РАН (ИНЭПХФ) методикой исследования про-

странственных распределений концентрации метана вокруг источника (известного или предполагаемого) за счет сканирования с использованием авиационной техники (вертолета).

Пусть имеется источник некоторого эффективного размера R . Производительность источника Q кг/с метана. Это величина, которую необходимо восстановить с использованием измеренных концентраций метана в воздухе.

При наличии ветра от источника формируется струя метана (наподобие дымовой струи из фабричной трубы), внутри которой концентрация метана отлична от нуля, а вне ее равна фоновой. Границы струи условны, однако концентрация примеси быстро падает к периферии струи, так что положение границы может быть введено разумным образом.

На достаточно большом расстоянии от источника струя становится горизонтальной. Рассмотрим этот горизонтальный участок. Проведем вертикальную плоскость, нормальную к направлению распространения, т. е. к направлению ветра. Введем локальную систему координат с началом где-либо в сечении струи этой плоскостью. Ось x направим вдоль скорости ветра, ось z — вертикально вверх и ось y — поперек направления ветра в горизонтальной плоскости.

Пусть концентрация метана в разных точках выбранного сечения

$$C = C(x, y).$$

Скорость ветра части сечения, занятой струей, считаем постоянной и равной V . Предполагаем, что имеют место стационарные условия, т. е. интенсивность источника и скорость ветра неизменны со временем. Количество метана, протекающего за 1 с через площадку размерами dz и dy вокруг точки $\{y, z\}$ в сечении $x = 0$, равно $VC(y, z)dzdy$, а полный поток метана через все сечение струи

$$\int VC(y, z)dzdy.$$

Интегрирование здесь производится формально по всей плоскости $x = 0$, а фактически — по сечению струи. Полное количество метана, проходящее за 1 с в стационарных условиях через выбранную плоскость, равно количеству метана, выходящего за 1 с из источника, и равно Q . Таким образом,

$$Q = V \int C(y, z)dzdy. \quad (3.1)$$

Соотношение (3.1) — точное. Оно является простым следствием закона сохранения и не содержит допущений и предположений, кроме

предположения о стационарности. Но это предположение используется вообще при любом способе оценки источника по полю концентрации.

Как видно из (3.1), требуется оценить интеграл в правой части соотношения. Рассмотрим, как это можно сделать с помощью отработанных методов непрерывных измерений концентрации метана с использованием вертолета.

Произведя непрерывное измерение концентрации при пролете поперек струи нормально к направлению ветра (т. е. в плоскости $x = 0$) на некоторой высоте z_i , получаем с хорошим разрешением кривую $C(y, z_i)$ (необходимая степень пространственного разрешения оценена ниже). Пример такой кривой представлен на **рис. 3.1**. Она получена при облете Чайковской компрессорной станции 25.10.2000 г.

Представим, что в нескольких пролетах в той же плоскости на разных высотах получены аналогичные кривые. Для каждой траектории может быть вычислен интеграл от концентрации вдоль траектории (по y):

$$J_i = \int C(y, z_i) dy.$$

Для получения оценки интеграла в (3.1) необходимо проинтегрировать полученные выражения по вертикали. Это можно сделать, например, с помощью формулы трапеций:

$$\int C(y, z) dz dy \approx \sum \frac{1}{2} \left[\int C(y, z_i) dy + \int C(y, z_{i+1}) dy \right] (z_i + z_{i+1}). \quad (3.2)$$

Таким образом, несколько пролетов в одной плоскости на разных высотах дают полную информацию, необходимую для определения интенсивности выхода метана из источника. При этом результат получается непосредственной обработкой прямых измерений без привлечения каких-либо предположений и моделей.

Формулы (3.1) и (3.2) дают метод определения величины утечки метана из источника конечных размеров с использованием непрерывных измерений концентрации метана вдоль траектории движения вертолета. Для получения результата необходимо знать только скорость ветра — наиболее определенный метеорологический параметр. Никакие другие параметры, в том числе плохо определенные (коэффициенты турбулентной диффузии, класс устойчивости атмосферы и т. д.), здесь не требуются. Метод не использует никаких расчетных моделей, предположений и упрощений, кроме предположения о неизменности скорости ветра за время облета.

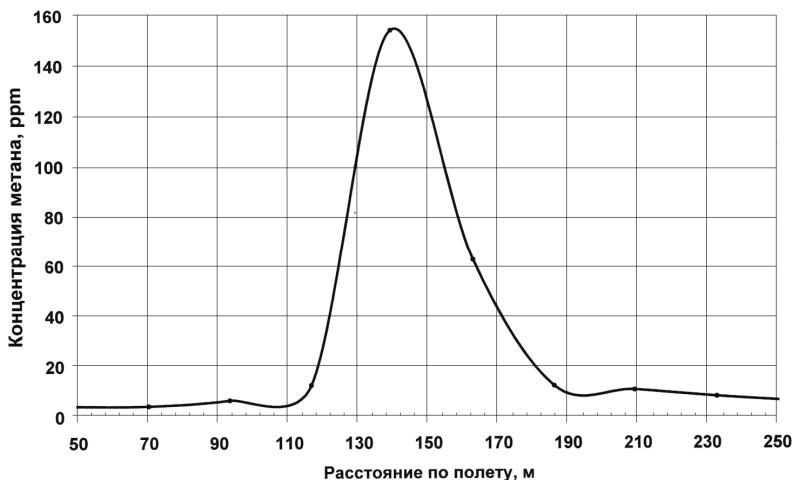


Рис. 3.1. Профиль концентрации метана, полученный при облете Чайковской компрессорной станции 25 октября 2000 г.

Из формулы (3.2) вытекает алгоритм облета. Он должен производиться с подветренной стороны от источника поперек направления ветра вдоль горизонтальных траекторий, расположенных на одном расстоянии от источника и на разных высотах. Более подробные рекомендации изложены ниже.

Для корректного вычисления интеграла в (3.2) необходимо убедиться, что интегрирование охватывает все сечение струи. Для интегрирования в направлении u это условие обеспечено, поскольку длина траектории полета поперек струи на одной высоте всегда может быть сделана больше характерного размера струи. Это хорошо видно на **рис. 3.1**. При вертикальном сканировании ряд разнесенных по вертикали траекторий должен, с одной стороны, перекрывать вертикальный размер струи, а с другой — не выходить далеко за ее границы. Для этого, во-первых, вертикальный интервал между траекториями должен быть меньше размера струи. Во-вторых, крайние траектории должны располагаться по обе стороны от высоты, на которой находится максимум концентрации (если этот максимум не вблизи поверхности). В-третьих, на самой верхней траектории средняя плотность должна быть значительно меньше, чем в области максимума (это означает, что верхняя траектория практически соответствует границе струи), а нижняя траектория должна проходить вблизи нижней границы струи либо вблизи поверхности земли.

Все эти условия можно проконтролировать непосредственно в процессе облета. Однако для увеличения эффективности работы и сокращения количества пролетов, необходимых для получения полной информации, желательнее заранее иметь оценку высоты и размеров струи при разных погодных условиях и на разных расстояниях от источника.

В следующем разделе приведены оценки параметров струи в различных метеословиях, которые могут служить рекомендациями для выполнения облетов источников метана.

3.1. Необходимый объем метеорологической информации

Из изложенного ясно, что весь объем необходимой метеорологической информации можно разделить на две группы: данные, прямо используемые для оценки величины утечки, и данные вспомогательного характера, требующиеся для предварительной оценки размеров и высоты струи и тем самым для оптимизации алгоритма облета.

К первой группе относятся направление и скорость ветра. Знание направления ветра необходимо для выбора направления облета. Скорость прямо входит в выражение (3.1) для расхода метана. В (3.1) скорость предполагается постоянной по сечению струи. Формула (3.1) может быть обобщена на случай распределенной по сечению скорости:

$$Q = \int V(y, z) C(y, z) dz dy.$$

Однако данные о распределении скорости в сечении струи вряд ли могут быть доступны. В качестве скорости в (3.2) следует принимать данные ближайшей метеостанции или метеопоста авиационной метеослужбы.

Изменения силы или направления ветра на протяжении процесса измерения могут быть учтены при наличии соответствующих данных.

Строго говоря, необходимо знать скорость ветра на высоте оси струи (где находится максимум концентрации). Высота струи на расстоянии 500—1000 м, как будет видно ниже, в разных условиях может составлять — 10—100 м, скорость ветра на высоте 100 м превосходит скорость на «высоте флюгера» (10 м) на 30—40%. В неустойчивых условиях увеличение скорости может быть несколько большим. При отсутствии информации о скорости ветра на высоте оси струи можно использовать скорость ветра на высоте 10 м с поправками, основанными на статистических данных о вертикальном распределении скорости ветра.

Ко второй группе относятся данные, которые не используются непосредственно для оценки расхода, но служат в расчетной модели для прогнозирования высоты и размеров струи на заданном расстоянии:

- класс устойчивости атмосферы;
- температура окружающего воздуха.

Для определения класса устойчивости может применяться эмпирическая методика, заложенная в компьютерную систему НОСТРАДАМУС. Методика позволяет определить класс устойчивости атмосферы по следующим синоптическим признакам:

- времени года и суток (высоте солнца);
- облачности (в баллах);
- высоте облаков;
- видимости;
- наличию снежного покрова.

Температура окружающего воздуха, если она отлична от температуры вытекающего метана, влияет на плавучесть метановой струи и, следовательно, на высоту струи. Это влияние учитывается в описанных выше моделях.

Таким образом:

- 1) для оценки размера утечки необходимо знать скорость и направление ветра в диапазоне высот от поверхности (10 м) до 100—150 м; при отсутствии информации о скорости ветра на высоте струи может использоваться значение скорости на высоте 10 м;
- 2) для предварительной оценки высоты и размеров струи можно воспользоваться данными о температуре воздуха и перечисленными выше синоптическими признаками — для определения класса устойчивости атмосферы.

3.2. Выбор оптимальных условий для измерений

Изложенный метод определения не требует, как уже указывалось, знания параметров атмосферного рассеивания. Однако предварительная оценка размеров и высоты струи на основании описанных моделей дает возможность заранее оценить диапазон высот траекторий, вдоль которых необходимо проводить сканирование, и интервал между ними. В настоящем подразделе приведены расчетные данные по параметрам струи метана при различных величинах утечки. Практически все расчеты сделаны с помощью модели ПОЖАР.

Для сокращения объема расчетов рассмотрены три категории устойчивости атмосферы:

- неустойчивая (класс В, по Пасквиллу);

- нейтральная (класс D, по Пасквиллу);
- устойчивая (класс F, по Пасквиллу).

Расчеты проведены для трех значений скорости ветра: 2; 5; 10 м/с. Считалось, что устойчивая и неустойчивая стратификации атмосферы встречаются, как правило, при малых скоростях ветра (2 м/с), а при больших скоростях (5, 10 м/с) наблюдается нейтральная стратификация.

Для расчетов взяты три значения величины утечки: 0,3; 3; 30 кг/с. Они классифицируются как утечки малого, среднего и большого размера. Как будет видно ниже, задача о рассеивании метана в атмосфере существенно нелинейна по размеру утечки. Это связано с тем, что метан — легкий газ, обладающий большой плавучестью, и его струя от источника стремится подняться вверх. При этом чем больше расход метана и больше «поток плавучести», тем выше поднимается струя. Поэтому струи от источников с разными расходами будут иметь разную высоту при прочих равных условиях.

В табл. 3.1 приведены расчетные расстояния от источника, на которых максимальная по сечению струи концентрация метана достигает фонового значения (1,8 ppm) при разных метеорологических условиях и разных расходах. Как видно из этих данных, даже при минимальном из рассмотренных расходах струя при всех метеорологических условиях может надежно наблюдаться на расстоянии 500—1000 м, в условиях устойчивой стратификации струя может наблюдаться существенно дальше.

Таблица 3.1. Расстояние, на котором концентрация метана падает до фонового значения при разных расходах и метеоусловиях

| №/п | Скорость ветра, м/с | Индекс устойчивости атмосферы * | Расход, кг/с | Расстояние, м |
|-----|---------------------|---------------------------------|--------------|---------------|
| 1 | 2 | 1 | 0,3 | 918 |
| 2 | 5 | 2 | 0,3 | 2 630 |
| 3 | 10 | 2 | 0,3 | 1 320 |
| 4 | 2 | 3 | 0,3 | 14 100 |
| 5 | 2 | 1 | 3,0 | 2 360 |
| 6 | 5 | 2 | 3,0 | 7 720 |
| 7 | 10 | 2 | 3,0 | 6 500 |
| 8 | 2 | 3 | 3,0 | 105 000 |
| 9 | 2 | 1 | 30,0 | 14 700 |
| 10 | 5 | 2 | 30,0 | 52 300 |
| 11 | 10 | 2 | 30,0 | 18 800 |
| 12 | 2 | 3 | 30,0 | 296 000 |

* 1 — неустойчивая; 2 — нейтральная; 3 — устойчивая.

Важность оценки вертикального размера и высоты оси струи иллюстрируется сопоставлением результатов двух расчетов с расходами 3 и 30 кг/с при скорости ветра 2 м/с и устойчивой атмосфере. Результаты приведены на **рис. 3.2,а**, где представлена расчетная имитация результата облета с пересечением струи на расстоянии 500 м от источника на высоте 50 м. Профили концентрации метана здесь даны для двух вариантов расчета, представляющих струи с расходами 3 и 30 кг/с. Профили на высоте 50 м практически неразличимы (концентрация, соответствующая меньшему расходу, оказывается даже больше), хотя соответствующие им расходы различаются на порядок. Причина этого видна на **рис. 3.2,б**, где показаны соответствующие вертикальные профили. Струя с б ольшим расходом имеет гораздо б ольшую высоту, и максимум концентрации лежит значительно выше 50 м. В результате на высоте 50 м концентрации оказываются близки, хотя максимальные и средние концентрации для двух струй различаются на порядок.

Приведенный пример показывает, что расход из источника не может быть восстановлен при сканировании концентрации на одной высоте даже при применении моделирования параметров струи. Обратная задача в такой постановке не имеет однозначного решения. Для определения расхода требуется знать высоту струи, которая сама зависит от расхода.

Таким образом, для получения достаточной информации необходимо проводить сканирование на разных высотах. При этом нужно перекрыть ядро распределения концентрации в струе. Диапазон высот должен быть таким:

$$\begin{aligned} H_{\max} &= H_0 + R_{\text{vert}}, \\ H_{\min} &= H_0 - R_{\text{vert}}; \text{ если } H_0 - R_{\text{vert}} < 0, \quad H_{\min} = 0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Здесь H_0 — высота оси струи; R_{vert} — ее вертикальный размер на данном расстоянии от источника. Этот диапазон может быть заранее определен, например, с помощью программы ПОЖАР или программы НОСТРАДАМУС-Т. Для этого нужно знать скорость ветра на высоте 10 м и класс устойчивости. Методика определения класса устойчивости по синоптическим признакам заложена в программу НОСТРАДАМУС.

На **рис. 3.3—3.6** приведены расчетные значения высоты оси струи и вертикального размера как функции расстояния от источника для трех категорий устойчивости с соответствующими значениями скорости ветра для трех значений расхода. По этим кривым можно непосредственно определить положение максимума концентрации в данном сечении: при $H_0 > R_{\text{vert}}$ максимум будет на высоте H_0 , в обратном предельном случае максимум будет у поверхности.

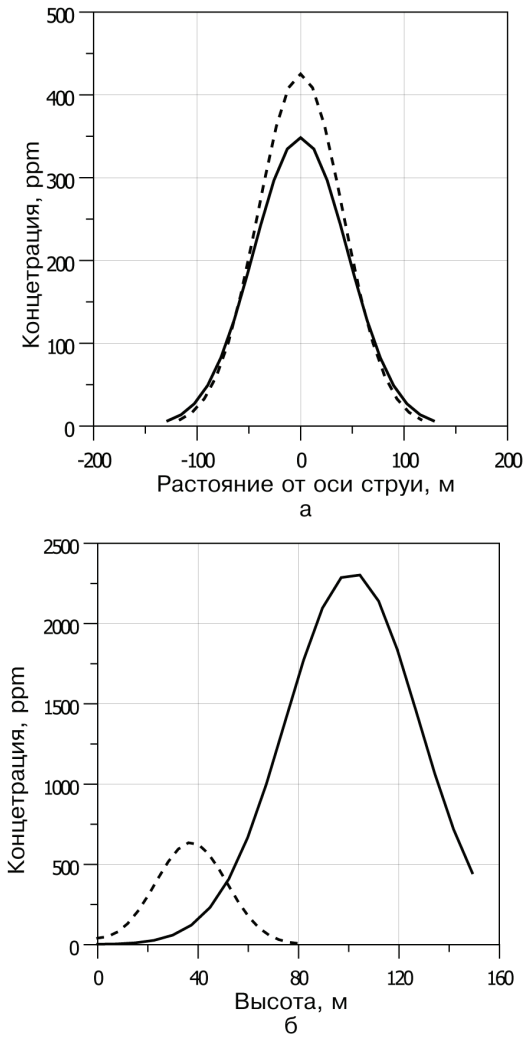


Рис. 3.2. Рассчитанные для двух значений расхода метана Q
профили концентрации:

a — горизонтальный на высоте 50 м; b — вертикальный

Расстояние от источника — 500 м, радиус источника $r = 1,5$ м, скорость ветра

$V = 2$ м/с, класс устойчивости — F

Пунктир — $Q = 3$ кг/с; сплошная линия — $Q = 30$ кг/с

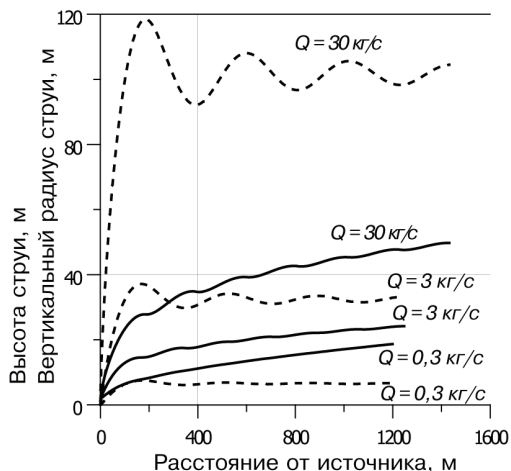


Рис. 3.3. Зависимость высоты струи и ее вертикального радиуса от расстояния до источника для разных значений расхода. Устойчивая стратификация. Скорость ветра $V = 2 \text{ м/с}$, класс устойчивости — F, радиус источника $r = 1,5 \text{ м}$, шероховатость подстилающей поверхности $Z_0 = 0,03 \text{ м}$:
 пунктир — высота струи; сплошная линия — вертикальный радиус струи

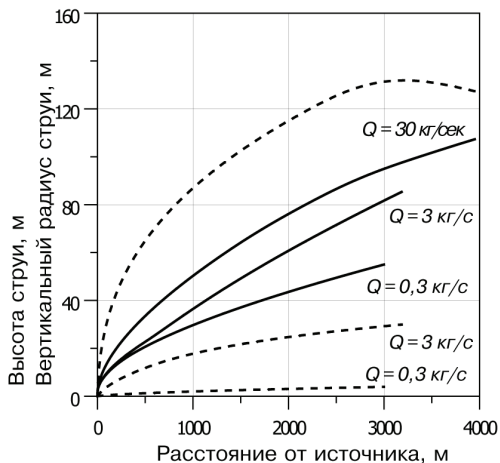


Рис. 3.4. Зависимость высоты струи и ее вертикального радиуса от расстояния до источника разных значений расхода. Нейтральная стратификация. Скорость ветра $V = 5 \text{ м/с}$, класс устойчивости — D, радиус источника $r = 1,5 \text{ м}$, шероховатость подстилающей поверхности $Z_0 = 0,03 \text{ м}$:
 пунктир — высота струи; сплошная линия — вертикальный радиус струи

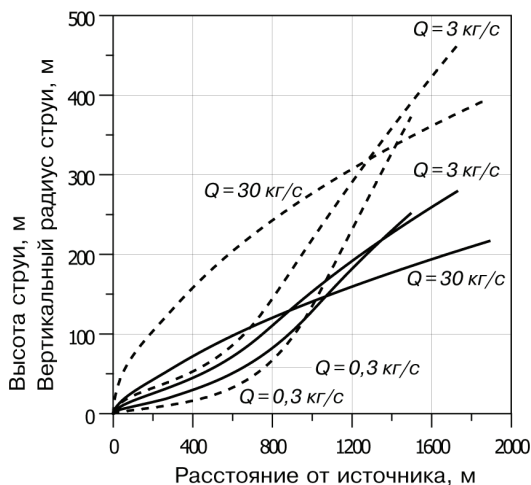


Рис. 3.5. Зависимость высоты струи и ее вертикального радиуса от расстояния до источника для разных значений расхода. Неустойчивая стратификация. Скорость ветра $V = 2$ м/с, класс устойчивости — В, радиус источника $r = 1,5$ м, шероховатость подстилающей поверхности $Z_0 = 0,03$ м: пунктир — высота струи; сплошная линия — вертикальный радиус струи

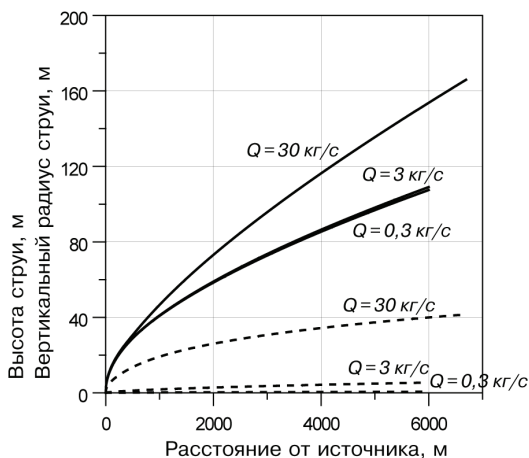


Рис. 3.6. Зависимость высоты струи и ее вертикального радиуса от расстояния до источника для разных значений расхода. Нейтральная стратификация. Скорость ветра $V = 10$ м/с, класс устойчивости — D, радиус источника $r = 1,5$ м, шероховатость подстилающей поверхности $Z_0 = 0,03$ м: пунктир — высота струи; сплошная линия — вертикальный радиус струи

Для иллюстрации показаны вертикальные профили концентрации при различных соотношениях величин H_0 и R_{vert} .

Сравнение данных, приведенных на рис. 3.4 и 3.6, показывает, что высота струи уменьшается с увеличением скорости ветра при прочих равных условиях.

Таким образом, оптимальный алгоритм облета объекта должен предусматривать сканирование вдоль траектории на высоте оси струи вдоль ряда траекторий выше и ниже оси, чтобы перекрыть эффективное сечение струи. На расстоянии 500—1000 м от источника высота струи в разных условиях может быть — 10—100 м, вертикальный размер струи — порядок 30—100 м. Этим определяется высотный интервал между траекториями: вертикальный размер должен перекрываться несколькими траекториями.

На расстояниях от источника, меньших указанных 500—1000 м, размер струи становится мал и интервал между траекториями требуется уменьшить до нескольких метров. С такой точностью, по-видимому, трудно контролировать высоту вертолета.

3.3. Оценка погрешностей и ограничений метода

Предложенный метод основан на том, что при наличии ветра формируется более или менее резко очерченный факел с повышенной концентрацией метана, вытянутый по ветру. Поэтому он не может использоваться в штилевых условиях, когда сила и направление ветра не определены и могут значительно меняться со временем.

Рассмотрим погрешности, вносимые разными факторами при оценке величины утечки из источника.

Погрешность, связанная с грубостью шага сетки при интегрировании по вертикальному направлению, есть погрешность формулы трапеций. Если сканирование проведено по пяти траекториям на все сечение струи, то ее можно оценить как 20%.

Погрешность в определении направления ветра $\Delta\varphi$ приведет к погрешности в результате $\cos(\Delta\varphi)$. Обычно метеослужба дает направление с погрешностью $22,5^\circ$. Это соответствует погрешности в результате около 10%.

Погрешность в определении средней силы ветра приведет к такой же относительной ошибке в результате, с какой определена сила ветра.

Оценим погрешность, связанную с неоднородностью скорости в сечении струи. Неоднородность в горизонтальном направлении может быть связана с турбулентными пульсациями скорости. Их порядок можно оценить как

u^* («скорость трения», или динамическую скорость). Она обычно составляет 5—10% скорости ветра на высоте 10 м. Такой же величины будет погрешность в результате.

Существует регулярная неоднородность ветра с высотой. Зависимость скорости ветра от высоты обычно аппроксимируют степенной зависимостью. В типичных условиях (нейтральная стратификация) изменение скорости на высоте струи (для которой берем значение 50 м) составит 20—30%.

Погрешности, связанные с нестационарностью, наиболее трудно оценить. Как известно, в спектре изменчивости направления и силы ветра («спектре ван дер Ховена») имеется два максимума: один соответствует времени порядка 10 с, другой — синоптическому времени порядка 10 ч. Нас интересуют только сравнительно кратковременные изменения состояния атмосферы.

Наиболее сильные кратковременные флуктуации скорости ветра имеют минутный временной масштаб. Поэтому оптимальным временем усреднения скорости ветра считается период 10—15 мин. Усредненная по такому периоду скорость ветра испытывает существенно меньшие флуктуации на больших временах.

Время пролета вертолета через сечение факела составляет секунды. За это время маловероятно сильное изменение скорости ветра. Однако время выполнения маневра и подготовки к пролету на другой высоте, по видимому, составит уже минуты, что близко к периоду, соответствующему максимальной амплитуде пульсаций. За это время вероятно заметное изменение скорости ветра.

Идеальным решением проблемы нестационарности ветра было бы использование нескольких измерителей, подвешенных к вертолету на разных высотах, что позволило бы провести сканирование на всех траекториях за один пролет.

В принципе эту погрешность можно уменьшить, если проводить измерения скорости ветра в сечении облета с хорошим с временным разрешением, чтобы отслеживать изменение скорости на каждом пролете.

В реальных условиях при использовании одного датчика и с учетом реальной доступности метеоинформации нужно выбирать для измерения такие погодные условия, в которых наблюдаются наименьшие флуктуации ветра. Следует учитывать, что чем больше скорость ветра, тем меньше ее относительные флуктуации; сильная инсоляция, имеющая место в солнечный день при малой облачности и хорошей видимости, способствует развитию конвекции и увеличению амплитуды флуктуаций скорости ветра.

Таким образом, оптимальными условиями для проведения измерений являются устойчивый сильный ветер (5—10 м/с) и сплошная низкая облачность.

Подчеркнем еще раз, что проблема нестационарности скорости ветра существует при любом способе оценки величины утечки, основанном на измерениях концентрации в разных точках с помощью одного датчика, т. е. при неодновременных измерениях.

4. Методика оценки размера утечки по концентрации метана в воздухе, основанная на решении обратной задачи

Предложенный и описанный в [3; 4] метод измерения размера утечки имеет то преимущество, что он не требует использования моделей атмосферного переноса метана. Поэтому его погрешность определяется только погрешностью измерения метеорологических параметров и концентрации и никак не связана с погрешностями собственно модели переноса, наиболее сложно оцениваемые. Метод основан на интегрировании концентрации примеси по всему поперечному сечению струи, что гарантирует получение достаточного для восстановления источника объема информации. При всех очевидных преимуществах этот метод трудно практически реализовать.

Алгоритм при данном методе оценки заключается в следующем. Облет должен производиться с подветренной стороны от источника поперек направления ветра вдоль горизонтальных траекторий, расположенных на одном расстоянии от источника и на разных высотах. Таким образом, в данном случае требуется маневрирование по высоте и фиксация и поддержание высоты полета с точностью до нескольких метров. Это сложная задача для пилотирования авиационной техники, и предпочтительными с этой точки зрения являются такие алгоритмы облета, которые не требуют маневрирования по вертикали и предполагают движение на одной высоте.

Однако при таком алгоритме уже нет гарантии, что будет пересечено все сечение струи, через которое проходит метан. Это значит, что таким способом не может быть получена полная информация, необходимая для непосредственного восстановления размера утечки. Недостающая информация может быть получена с помощью расчетной модели рассеивания струи метана в атмосфере. Другими словами, оценка размера утечки осуществляется путем решения обратной задачи рассеивания метана в атмосфере.

В данном разделе дано описание методики оценки размера утечки метана по измеренным концентрациям в воздухе. Методика основана на решении обратной задачи рассеивания метана в атмосфере. В качестве метода реше-

ния прямой задачи, т. е. установления распределения концентрации метана в воздухе при заданных интенсивности источника утечки и метеорологических параметрах, используется разработанная в ИБРАЭ модель, реализованная в компьютерном коде ПОЖАР. Она описана в Приложении.

В данном случае речь идет о восстановлении только одного расхода метана в утечке. Все остальные параметры — положение источника и метеорологические данные — считаются заданными. Но даже в такой простой постановке решение обратной задачи осложняется тем, что прямая задача является нелинейной. Это значит, что значение концентрации метана в заданной точке при заданных метеоусловиях не пропорционально расходу в утечке. В работах [3; 4] показано, что в одной и той же точке могут достигаться одинаковые значения концентрации при разных размерах утечки. Это связано с плавучестью струи метана, которая приводит к тому, что высота подъема струи зависит от расхода метана в источнике.

Таким образом, обратная задача не имеет однозначного решения.

4.1. Формулировка обратной задачи

В общем виде решение задачи об определении мощности источника аварийного выброса метана в воздух при наличии измеренных концентраций метана в различных точках потока газа может быть сформулировано как обратная задача атмосферного переноса.

Классическая абстрактная постановка обратной задачи представляется в виде решения операторного уравнения

$$Lq = u, \quad (4.1)$$

где q — вектор исходных данных (в нашем случае он состоит из одного элемента — расхода метана в утечке); u — вектор конечных данных (результаты измерения — значения концентрации на заданной высоте и на заданных расстояниях от источника); L — некоторый оператор, позволяющий по исходным данным рассчитать конечные данные. В нашем случае это модель рассеивания, дающая возможность по размеру утечки получить концентрации метана в любой точке на разных высотах и расстояниях.

Поскольку вектор u точно не известен (измерения всегда имеют некоторую погрешность), обратная задача не имеет решения. Поэтому решение операторного уравнения ищется приближенно — как решение прямой задачи (4.1), которое максимально близко к измеренному. В этих условиях большое значение приобретают вопросы единственности и устойчивости решения обратной задачи.

Положение осложняется тем, что не известен точно не только вектор u , но и сам оператор L , поскольку расчетная модель, как любая модель атмосферного переноса, содержит массу неопределенностей. Они обсуждались в [3; 4]. Их величина и роль существенно выше погрешностей измерения концентрации метана в воздухе.

Поэтому если неопределенность результата, связанную с погрешностью измерения концентрации метана, можно оценить обычным способом, то неопределенности, связанные с неточностью расчетной модели, оценить трудно.

В качестве оператора L в (4.1) будем использовать модель конвективной струи легкого газа ПОЖАР, подробно описанную в [3; 4]. Эта модель использовалась для оценки высоты оси и размеров струи метана как функций расстояния от источника при различных метеорологических условиях. Выбор этой модели как основы для решения обратной задачи определяется ее простотой и быстротой счета, обеспечивающей многократные многовариантные расчеты за приемлемое время.

Модель ПОЖАР является по существу гауссовой (нульмерной). В ней рассчитываются лишь интегральные параметры: высота оси струи и ее горизонтальный и вертикальный размеры, средняя по сечению концентрация метана. Распределение концентрации метана внутри струи строят исходя из предположения о гауссовом профиле в обоих направлениях. Рассчитанные размеры используются как параметры гауссова распределения.

Рассмотрим теперь, какие измеренные и рассчитанные величины должны сопоставляться друг с другом при решении обратной задачи. В эксперименте измеряется ряд профилей концентрации метана $C(y)$ вдоль траектории полета, пересекающей струю на известных расстояниях от источника (будем считать, что пересечение происходит в направлении, перпендикулярном направлению ветра; направление ветра принимаем совпадающим с направлением оси x , ось y горизонтальна и перпендикулярна оси x , ось z направлена вертикально).

В расчетной модели собственно профиль концентрации на данном расстоянии от источника (т. е. в плоскости yz), как уже отмечалось, не рассчитывается, а предполагается заданным — гауссовым:

$$C(y, z) = C_{m0} \exp\left(-\left(y / D_h\right)^2 - \left(z - z_c\right)^2 / D_v^2\right).$$

Рассчитываются следующие интегральные параметры гауссова распределения: максимальная концентрация на оси струи C_{m0} , высота оси струи

z_c и ее размеры — вертикальный D_v и горизонтальный D_h . Эти параметры позволяют однозначно восстановить пространственное распределение метана в воздухе.

Вдоль траектории полета, т. е. при $z = z_0 = \text{const}$, концентрация определяется по формуле

$$C(y) = C_m \exp\left(-\left(y / D_h\right)^2\right), \quad C_m = C_{m0} \exp\left(-\left(z_0 - z_c\right)^2 / D_v^2\right).$$

Поскольку рассчитывается не собственно распределение $C(y)$, а только его интегральные характеристики, то и из измеренных профилей имеет смысл использовать только эти параметры, т. е. максимальную концентрацию на траектории C_m , горизонтальную ширину профиля D_h или, что то же самое, максимальную концентрацию C_m и интеграл от концентрации вдоль траектории

$$J = \int C(y) dy.$$

Для гауссова профиля концентрации в струе параметры D_h и C_m связаны следующим образом:

$$D_h = \frac{J}{C_m \sqrt{\pi}}. \quad (4.2)$$

Таким образом, в качестве измеряемых величин — компонент вектора u в (4.1) — выбираем ряд пар (максимальная концентрация на траектории и интеграл концентрации вдоль траектории) на разных траекториях, лежащих на разных высотах и разных расстояниях от источника.

Решение обратной задачи ищем как решение прямой задачи, наиболее близкое по какому-нибудь критерию к измеренным данным.

Пусть имеется следующий набор N измерений, сделанных на N траекториях облета (i — номер траектории):

H_i — высота i -й траектории облета;

R_i — расстояние до источника для этой траектории;

J_i — интегральная плотность концентрации газа в воздухе вдоль этой траектории;

C_i — максимальная концентрация газа на этой траектории.

Для оценки степени близости вводим, как обычно, квадратичную форму (невязку, штрафную функцию):

$$\Psi(Q) = \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{[J'_i(Q) - J_i]^2}{J_i^2} + \frac{[C'_i(Q) - C_i]^2}{C_i^2} \right\}, \quad (4.3)$$

где $J'_i(Q)$, $C'_i(Q)$ — интеграл концентрации и максимальная концентрация газа, вычисленные для траектории i (т. е. для заданного расстояния R_i и высоты полета H_i) путем решения прямой задачи атмосферного переноса при заданном значении расхода Q . Суммирование ведется по всем траекториям $i = 1, \dots, N$.

Таким образом, задача сводится к нахождению такого значения Q , которому соответствует минимальное значение невязки Ψ .

Существует множество способов минимизации нелинейных функционалов [5; 6]. В данном случае, поскольку вектор решения имеет только одну компоненту, разумно использовать наиболее простой и надежный метод — простой перебор.

Для ряда значений расхода $Q = Q_i$, выбранных из некоторого заданного интервала $Q_{\min} < Q_i < Q_{\max}$ с некоторым шагом, вычисляется соответствующий ряд значений невязки по формуле $\Psi_i = \Psi(Q_i)$. За решение принимается такое значение $Q = Q_s$, при котором невязка $\Psi_s = \Psi(Q_s)$ является минимальной из ряда Ψ_i . Если минимальное значение невязки достигается на границе интервала, то этот интервал расширяется в сторону уменьшения невязки и поиск повторяется в расширенном интервале.

4.2. Необходимый объем метеорологической информации

Как видно из представленного выше описания модели, для восстановления источника необходимы те же метеорологические параметры, что и для работы программы ПОЖАР:

V — скорость ветра;

s — сезон (теплый или холодный);

θ — географическая широта;

p — класс устойчивости атмосферы;

T_a — температура окружающего воздуха на высоте источника;

z_0 — параметр шероховатости.

Для определения класса устойчивости может применяться эмпирическая методика, заложенная в компьютерную систему НОСТРАДАМУС. Методика позволяет определить класс устойчивости атмосферы по следующим синоптическим признакам:

- время года и суток (высота солнца);
- облачность (баллы);
- высота облаков;
- видимость;
- наличие снежного покрова.

Кроме того, необходимы следующие данные об источнике:

R — радиус источника;

H — высота источника;

α — мольная доля метана в выбросе;

T_g — температура газа в выбросе.

Радиус источника и мольная доля метана в выбросе не влияют на параметры на оси струи на расстояниях, где размеры струи много меньше начального размера, а концентрация много меньше исходной. Эти параметры могут влиять на высоту оси струи в случае больших выбросов, когда из-за плавучести высота струи имеет порядок ее вертикального размера. Однако, как показано ниже, чувствительность к этим параметрам фактически очень мала даже в случае больших расходов.

Температура окружающего воздуха, если она отлична от температуры вытекающего метана, влияет на плавучесть метановой струи и, следовательно, на высоту струи. Это влияние учитывается в описанных выше моделях.

4.3. Выбор оптимальных условий для измерений

Представленная методика требует проведения нескольких последовательных измерений на разных траекториях. Это значит, что для получения корректных результатов необходима стационарность метеорологических условий на протяжении процесса измерений.

В реальных условиях при использовании одного датчика и с учетом реальной доступности метеоинформации нужно выбирать для измерения такие погодные условия, в которых наблюдаются наименьшие флуктуации скорости и направления ветра. Чем больше скорость ветра, тем меньше ее относительные флуктуации; сильная инсоляция, имеющая место в солнечный день при малой

облачности и хорошей видимости, способствует развитию конвекции и увеличению амплитуды флуктуаций скорости ветра. Таким образом, оптимальными условиями для проведения измерений являются устойчивый сильный ветер (5—10 м/с) и сплошная низкая облачность.

Следует подчеркнуть, что проблема нестационарности метеорологических параметров существует при любом способе оценки величины утечки, основанном на измерениях концентрации в разных точках с помощью одного датчика, т. е. при неодновременных измерениях.

4.4. Тестирование методики

Для тестирования методики прежде всего проверяется значение невязки на «точных решениях», когда в качестве входных данных вводятся результаты решения прямой задачи для заданного расхода с помощью той же модели, заложенной в алгоритм. На таких данных, представляющих точные решения, невязка, разумеется, должна быть равна нулю при заданном значении расхода. На **рис. 4.1** приведен пример проверки алгоритма на точном решении задачи рассеивания метана со следующими исходными данными:

скорость ветра — 5 м/с;

класс устойчивости — нейтральный;

высота источника — 0 м;

шероховатость — 0,03 м;

температура окружающего воздуха на высоте источника — 0°C;

сезон — холодный;

географическая широта — 50°;

температура метана — 20°C;

расход метана Q_e — 3,03 кг/с.

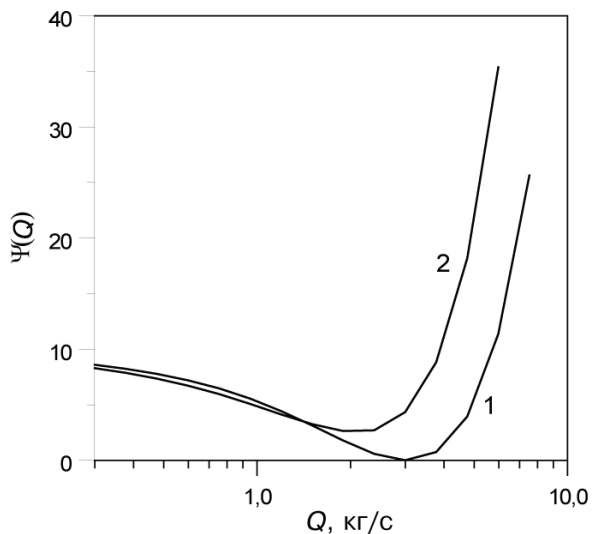


Рис. 4.1. Функционал невязки:
1 — входные данные представляют точное решение;
2 — «зашумленные» входные данные

В **табл. 4.1** приведены расчетные данные для пяти «измерений» на разных расстояниях от источника (фактически они представляют собой входные данные для задачи восстановления источника). В **табл. 4.2** приведены некоторые вспомогательные данные для этого варианта расчета — высота оси струи и ее горизонтальный и вертикальный размеры на тех же расстояниях от источника.

Таблица 4.1. Данные расчета прямой задачи

| Расстояние до источника, м | Высота облага, м | Максимальная концентрация, ppт | Интегральная концентрация, ppт·м |
|----------------------------|------------------|--------------------------------|----------------------------------|
| 1000 | 50 | 27,308 | 6186,9 |
| 1500 | 50 | 23,483 | 7631,5 |
| 2000 | 50 | 18,291 | 7667,9 |
| 2500 | 50 | 14,388 | 7344,7 |
| 2900 | 50 | 12,072 | 7023,2 |

Таблица 4.2. Характеристики струи метана в воздухе

| Расстояние до источника, м | Высота оси струи, м | Горизонтальный размер, м | Вертикальный размер, м |
|----------------------------|---------------------|--------------------------|------------------------|
| 1000 | 17,7 | 36,50 | 127,9 |
| 1500 | 21,7 | 49,33 | 183,6 |
| 2000 | 24,6 | 60,80 | 236,9 |
| 2500 | 27,1 | 71,50 | 288,0 |
| 2900 | 29,0 | 80,70 | 333,2 |

Как видно из рис. 4.1, невязка обращается в нуль при расходе $Q = 3,03 \text{ кг/с} = Q_c$, как и должно быть (кривая 1). Здесь же показана кривая (2), соответствующая «зашумленным» данным (подробнее см. ниже), полученным из «точных» решений наложением «шумов» в виде ряда случайных величин с нулевым средним и разной дисперсией распределения. На «зашумленных» данных невязка в нуль не обращается нигде, но имеет минимум, по которому определяется приближенное значение расхода.

4.5. Определение доверительного интервала.

Анализ неопределенности и чувствительности

Для определения доверительного интервала оценки решения обычно предполагают, что оператор L из (4.1) известен точно, а результаты измерения C_i подвержены флуктуациям, которые представляют собой независимые случайные величины с известным распределением. Функция распределения флуктуаций измеряемых величин полагается нормальной или логнормальной. Кроме того, на результаты измерений накладываются ошибки измерений, распределение которых также считается известным.

Нахождение доверительной области оценки решения сводится к решению уравнения

$$\frac{\Psi(Q) - \Psi(Q_s)}{\Psi(Q_s)} = b(\alpha),$$

где b — некоторая константа, зависящая от функции распределения остаточной невязки Ψ , и заданного уровня значимости α .

Однако для нелинейных моделей, каковой является модель рассеивания легкого газа, определение функции распределения Ψ представляет сложную задачу и приходится прибегать к упрощениям. Можно предположить, что полный разброс входных данных (из-за флуктуаций и ошибок измерений) имеет

логнормальное распределение с постоянной (т. е. не зависящей от номера измерения) дисперсией σ . Далее, предполагая малость дисперсии, можно линеаризовать оператор L , т. е. модельную зависимость $C'_i = C'_i(Q)$, $J'_i = J'_i(Q)$ вблизи стационарной точки $Q = Q_s$. Тогда стандартное отклонение оценки Q от выборочного среднего определяется [7] как

$$\begin{cases} \Delta Q = Q_s \sigma_Q, \\ \sigma_Q = \frac{\sigma}{\sqrt{(N-1)}}, \end{cases} \quad (4.4)$$

где σ_Q — относительная безразмерная дисперсия распределения Q . Если известна дисперсия σ , то это выражение может использоваться для оценки необходимого объема измерений.

Простое приближение (4.4) является оправданным только для относительно малых доверительных областей, соответствующих не очень большим доверительным вероятностям. При больших отклонениях сказывается нелинейность модели и эти оценки могут оказаться слишком грубыми.

В этом случае анализ чувствительности оценок параметров к флуктуациям исходных данных может быть проведен расчетным путем.

Для этого сначала готовятся предварительные «исходные данные измерений», в качестве которых берутся «точные» решения прямой задачи расщепления метана в атмосфере для некоторого значения расхода. Эти значения домножаются на случайный фактор, имеющий логнормальное распределение с единичным средним и с заданной (безразмерной) дисперсией σ . Данные «зашумленные» значения используются в качестве входных параметров для решения обратной задачи.

В **табл. 4.3** приведены результаты восстановления размера утечки для исходных данных, приведенных в **табл. 4.2** (расход $Q = 3$ кг/с). Здесь же указаны размеры 70% доверительной области δQ , найденные путем численных расчетов с различными значениями дисперсии случайного «шума» σ . Ошибки восстановления расхода приблизительно пропорциональны стандартному отклонению σ возмущений исходных данных. Это свидетельствует о слабой нелинейности модели при рассмотренных условиях в рассмотренном диапазоне и для уровня значимости $(1-\alpha) < 0,7$. Данные **табл. 4.3** используются для оценки доверительного интервала значения расхода.

Таблица 4.3. Оценка расхода и размеры 70% доверительной области для разных значений стандартного отклонения возмущений исходных данных

| σ | Q_s , кг/с | $\Delta Q = Q_s - Q_e$, кг/с | δQ , кг/с | $\delta Q/Q_s$ |
|----------|--------------|-------------------------------|-------------------|----------------|
| 0,10 | 3,06 | 0,06 | 0,093 | 0,029 |
| 0,20 | 3,06 | 0,06 | 0,190 | 0,063 |
| 0,30 | 3,09 | 0,09 | 0,280 | 0,092 |
| 0,40 | 3,14 | 0,14 | 0,360 | 0,120 |
| 0,50 | 3,15 | 0,15 | 0,440 | 0,140 |
| 0,75 | 3,23 | 0,23 | 0,720 | 0,220 |
| 1,00 | 3,00 | 0,30 | 1,020 | 0,310 |

Следует подчеркнуть еще раз, что приведенные оценки неопределенности восстановления размера утечки сделаны в предположении, что параметры модели, лежащей в основе метода восстановления, известны точно. На самом деле неопределенности содержат метеорологические данные, шероховатость подстилающей поверхности, такие входные данные, как высота траектории облета и расстояние до источника, а также внутренние параметры модели. Все эти неопределенности трудно оценить. Однако необходимо знать степень чувствительности результатов к входным и внутренним параметрам.

Для количественной оценки чувствительности методики к изменению какого-либо параметра A используется коэффициент чувствительности к этому параметру

$$K_A = \frac{\Delta Q / Q}{\Delta A / A},$$

где ΔQ — изменение результата (расхода) при изменении параметра A на ΔA . Таким образом, если, например, неопределенность в определении параметра A равна 10%, то это приведет к неопределенности в расходе, равной $10\% K_A$.

В **табл. 4.4** приведены результаты анализа чувствительности метода восстановления к некоторым параметрам модели и входным данным.

Таблица 4.4. Чувствительность результата расчета (расхода) к входным и внутренним параметрам модели

| Параметр | Коэффициент чувствительности |
|-----------------------------------|------------------------------|
| Скорость ветра | 1,2 |
| Класс устойчивости * | 0,5 |
| Шероховатость | -0,06 |
| Радиус источника | Менее 0,0001 |
| Мольная доля метана | Менее 0,0001 |
| Расстояние до источника | -0,16 |
| Высота облета | 1,3 |
| Температура метана ** | -0,55 |
| Температура воздуха ** | 0,55 |
| Параметр вовлечения | Менее 0,0001 |
| Коэффициент турбулентной диффузии | -0,12 |

* При определении коэффициента чувствительности к классу устойчивости относительное изменение класса устойчивости от нейтрального к устойчивому и от нейтрального к неустойчивому принималось за 100%.

** Используется относительное изменение абсолютной температуры в К.

Как видно, методика имеет очень малую чувствительность к радиусу источника и мольной доле метана. Это объясняется тем, что на больших расстояниях (когда размеры струи становятся значительно больше первоначальных, т. е. размера источника) размеры источника перестают сказываться на параметрах струи. Эффекты плавучести определяются «потоком плавучести» (т. е. фактически расходом метана) и практически не зависят от размера источника и мольной доли метана.

При сравнительно небольших расходах чувствительность к внутреннему параметру модели (коэффициенту вовлечения) практически не проявляется. Это связано с тем, что в случае слабой струи («малый поток плавучести») ее рассеивание определяется целиком атмосферной турбулентностью и чувствительность к коэффициенту вовлечения оказывается мала. При больших расходах (30 кг/с) заметную роль в рассеянии играет собственная турбулентность струи и чувствительность к параметру вовлечения оказывается выше. Наибольшая чувствительность, как видно из **табл. 4.4**, проявляется по отношению к высоте облета и скорости ветра.

В рассмотренном случае измерения концентрации проводились на небольшом расстоянии от оси струи (расстояние меньше вертикального размера). Чувствительность ко всем параметрам оказывается особенно высо-

ка, если высота облета сильно отличается от высоты осевой линии струи на данном расстоянии. В этом случае измерения проводятся на далеких «хвостах» профиля концентрации, где имеет место резкая зависимость концентрации от высоты. Это демонстрируют данные **табл. 4.5**.

Таблица 4.5. Чувствительность модели восстановления источника при большой высоте измерения (150 м)

| Параметр | Коэффициент чувствительности |
|-----------------------------------|------------------------------|
| Скорость ветра | 2,4 |
| Класс устойчивости | 0,85 |
| Шероховатость | -0,3 |
| Радиус источника | 0,03 |
| Мольная доля метана | 0,01 |
| Расстояние до источника | -1,6 |
| Высота облета | 4,2 |
| Температура метана | -2,5 |
| Температура воздуха | 2,5 |
| Параметр вовлечения | 0,24 |
| Коэффициент турбулентной диффузии | -0,3 |

Особый случай представляют мощные выбросы метана с расходом в несколько десятков кг/с. Плаваемость становится существенным фактором, и величина расхода сильно влияет на высоту струи, что, как показано в [2; 3], может привести к неоднозначности определения расхода: для двух струй с разными значениями расхода концентрации метана в заданной точке могут быть одинаковы.

Это приводит к появлению второго (ложного) минимума невязки как функции от расхода, как на **рис. 4.2**, где показана функция невязки при невозмущенных данных (все данные, кроме расхода, соответствуют **табл. 4.2**) при расходе 30 кг/с. Имеется второй минимум на расходе примерно 13 кг/с. При наложении возмущений на исходные данные этот ложный минимум может оказаться ниже основного, что приведет к неоднозначности определения расхода. В таких случаях необходимо производить измерения на разных высотах.

Анализ чувствительности показывает, что результаты расчета имеют высокую чувствительность к метеорологическим параметрам (скорость ветра, категория устойчивости). Неопределенность этих параметров практически не поддается оценке.

Это неизбежный недостаток методики, связанной с использованием модели, в данном случае модели атмосферного рассеивания метана.

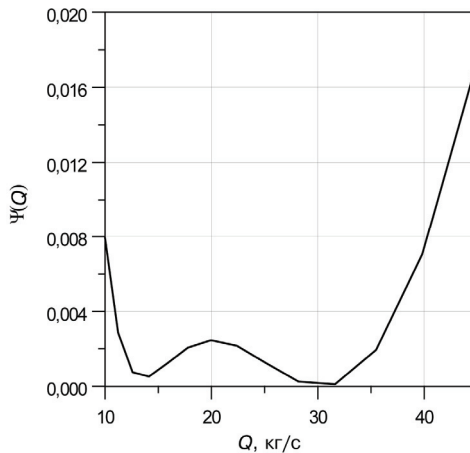


Рис. 4.2. Функционал невязки в случае большого расхода метана ($Q = 30$ кг/с)

5. Заключение

Предложены и обоснованы два метода оценки величины утечки метана из источника конечных размеров с использованием разработанной в ИНЭПХФ аппаратуры для непрерывных измерений концентрации метана вдоль траектории движения вертолета. Первый метод — «безмодельный», т. е. не связанный с какими-либо расчетными моделями. Он требует минимума метеорологической информации.

Второй алгоритм реализует методику решения обратной задачи рассеивания легкого газа в атмосфере. Методика основана на разработанной в ИБРАЭ модели рассеивания легкого газа ПОЖАР. Она использует данные измерений концентрации метана в воздухе.

Для обоих методов сформулированы требования к объему метеорологических данных, необходимых для оценки источника. Сформулированы ограничения применения методов.

Даны рекомендации по оптимальному алгоритму облета объекта, обеспечивающему получение достаточной информации за минимальное полетное время, а также по оптимальным условиям измерений. Наилучшими для проведения измерений являются условия с устойчивым сильным ветром.

Литература

1. Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др. Новые эффективные численные методики моделирования процесса распространения радионуклидов в атмосфере и их практическое использование // Изв. РАН. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 31—44.
2. Арутюнян Р. В., Беликов В. В., Беликова Г. В. и др. Компьютерная система «НОСТРАДАМУС» для поддержки принятия решений при аварийных выбросах на радиационно-опасных объектах // Изв. РАН. Энергетика. — 1995. — № 4. — С. 19—30.
3. Семенов В. Н., Сидоров М. В., Катьшиков Ю. В. Методы оценки размера утечек природного газа по измеренным концентрациям метана в воздухе. — М., 2003. — (Препринт / ИБРАЭ; № ИВРАЕ-2003-10).
4. Семенов В. Н., Сорокикова О. С., Филиппов П. Г., Журкин С. Н. Методы оценки размера утечек природного газа по измеренным концентрациям метана в воздухе // Изв. РАН. Энергетика. — 2004. — № 5. — С. 95—101.
5. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягода А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. — М.: Наука, 1983.
6. Денисов А. М. Введение в теорию обратных задач. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1994.
7. Семенов В. Л., Арутюнян Р. В., Горшков В. Е. и др. Восстановление характеристик источника радиоактивного выброса по данным измерения поверхностной активности // Изв. РАН. Энергетика. — 1995. — № 3. — С. 56—64.

Модель атмосферного переноса с учетом плавучести

В. Н. Семенов, О. С. Сороковикова, Л. П. Стародубцева, А. Л. Фокин, А. С. Филиппов, П. Г. Филиппов, С. Н. Журкин

В разделе представлена модель оценки параметров струи с большим начальным импульсом и/или большой плавучестью (связанной с отличием струи от окружающего воздуха по температуре и/или плотности), разработанная в ИБРАЭ. Эта модель включена в Европейскую систему поддержки принятия решений при радиационных авариях RODOS [1].

Высота подъема высокоскоростной плавучей струи может быть оценена с помощью так называемых формул Бриггса. Однако эти простые аппроксимационные формулы для оценки высоты подъема дыма над фабричными трубами или над пожаром могут служить лишь очень грубым приближением, так как рассчитаны на некоторое усредненное состояние атмосферы.

В настоящее время существует много моделей для расчета стационарных турбулентных струй. Различаются они главным образом видом параметризации скорости вовлечения окружающего воздуха в турбулентную область струи.

Наиболее часто используются: модель Мортон — Тейлора — Тернера (МТТ) [2—5], не учитывающая фазовые переходы, и аналогичная ей, но учитывающая фазовые переходы модель Сквайерса — Тернера [6]. В них влияние горизонтального ветра на параметры конвективной колонки не рассматривается. Способ учета вертикального профиля горизонтального ветра разработан в [7].

Ниже представлена разработанная в ИБРАЭ оперативная одномерная модель для расчета формы струи, ее размеров и концентрации в ней примеси.

Базовый вариант модели использует параметризацию Бекряева для вовлечения [7.].

В турбулентной струе перемешивание происходит за счет вовлечения окружающего воздуха в область турбулентного движения в струе. В соответствии с этим выделим участок струи между двумя поперечными сечениями, отстоящими друг от друга на расстояние, проходимое струей за 1 с. Его масса («секундная масса») равна $M = \pi R^2 \rho W$, а скорость ее изменения за счет втекания окружающего воздуха

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d(\pi R^2 \rho W)}{dt} = 2\pi R W \rho_0 V_e = \frac{M}{R} \frac{\rho_0}{\rho} 2V_e.$$

Здесь ρ и ρ_0 — плотность в струе и в окружающей атмосфере; W — скорость струи относительно окружающего воздуха; R — радиус струи; V_e — скорость вовлечения внешнего воздуха. Везде в тексте под производной по времени понимается лагранжева производная, а $dt = dl/W$, где dl — элемент смещения вдоль струи.

Согласно эмпирическому закону вовлечения [7] скорость втекания окружающего воздуха через боковую поверхность внутрь струи пропорциональна скорости струи относительно атмосферы:

$$V_e = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\alpha W}{2} = \frac{\alpha W T}{2T_0}, \quad (1)$$

где α — эмпирическая константа, равная приблизительно 0,14; T и T_0 — температура газа в струе и температура окружающего воздуха.

Таким образом, закон сохранения массы может быть записан в виде

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\alpha W M}{R}. \quad (2)$$

Уравнение сохранения вертикальной компоненты импульса для «секундной массы»:

$$\frac{d}{dz}(MW_z) = \rho \pi R^2 g + \pi R^2 \frac{dP}{dz}. \quad (3)$$

Подставляя $\frac{dP}{dz} = -\rho_0 g$ (индекс 0 будем относить к параметрам окружающей атмосферы), получим

$$\frac{d}{dz}(MW_z) = \frac{Mg}{W} \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right). \quad (4)$$

Разрешая (4п) относительно вертикальной скорости с учетом (2п), получаем следующее уравнение:

$$\frac{dW_z}{dt} = \frac{g(T - T_0)}{T_0} - \frac{\alpha W W_z}{R}. \quad (5)$$

Для горизонтальной компоненты импульса имеет место соотношение

$$\frac{d(MU)}{dz} = U_0 \frac{dM}{dz},$$

где U — горизонтальная скорость струи; U_0 — скорость ветра. Это уравнение может быть представлено в виде

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\alpha W (U_0 - U)}{R}.$$

Закон сохранения энергии удобно записать для энтальпии секундной массы с учетом того, что эта величина меняется от втекания внешнего воздуха и изменения внешнего давления при подъеме элемента струи:

$$\frac{d(Mh)}{dz} = h_0 \frac{dM}{dz} + \frac{M}{\rho} \frac{dP}{dz}, \quad (6)$$

где $h = \varepsilon + P/\rho$ — удельная энтальпия; ε — удельная внутренняя энергия.

Разрешив это уравнение относительно температуры струи с учетом того, что $h = C_p T$ (C_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении), получим

$$\frac{dT}{dt} = \alpha (T - T_0) \frac{W}{R} - \frac{WgT}{C_p T_0}. \quad (7)$$

Для движения во влажной ненасыщенной атмосфере все уравнения остаются справедливыми, но T и T_0 заменяются на виртуальные температуры.

Уравнения (2), (4), (7) составляют полную систему уравнений для описания параметров конвективной струи в атмосфере.

Обобщение модели ПОЖАР для учета атмосферной турбулентности.

Изложенная выше теория разрабатывалась с самого начала для описания струй (пожаров) большого масштаба. При этом предполагалось, что перемешивание с окружающим воздухом за счет турбулентности, связанной собственно с относительным движением плавучих масс, значительно превышает по интенсивности перемешивание за счет турбулентности атмосферы. Поэтому единственный характеризующий турбулентный обмен параметр — «параметр вовлечения» α никак не зависел от состояния атмосферы. В общем случае это предположение не является оправданным и для описания рассеивания требуется помимо турбулентности, вызванной

движением струи относительно окружающего воздуха, учитывать турбулентность атмосферы.

Можно показать, что изложенный подход, при котором перемешивание струи с окружающим воздухом описывается «вовлечением», эквивалентен описанию процесса перемешивания за счет диффузии с коэффициентом

$$K_{\alpha} = 0,5\alpha VR,$$

где α — коэффициент вовлечения; V — скорость струи относительно окружающего воздуха; R — радиус струи. Фактически использованные выше предположения о малости атмосферного рассеивания эквивалентны неравенству

$$K_{\alpha} \gg K_{\text{atm}},$$

где K_{atm} — коэффициент турбулентной диффузии атмосферы. При совместном действии обоих факторов (атмосферное рассеивание и турбулентное рассеивание от собственного движения) общий коэффициент диффузии, приводящий к рассеиванию струи, должен рассчитываться по формуле

$$K = K_{\text{atm}} + 0,5\alpha VR.$$

С точки зрения «вовлечения» введение такого коэффициента диффузии эквивалентно введению измененного значения коэффициента вовлечения

$$\alpha_m = \alpha + \frac{2K_{\text{atm}}}{VR}.$$

Теперь необходимо учесть, что рассеяние в атмосфере не изотропно, и коэффициенты диффузии в горизонтальной плоскости и в вертикальном направлении не равны друг другу: $K_e \neq K_z$. Вследствие этого сечение струи будет уже не круговым, как раньше, а эллиптическим с радиусами R_1 и R_2 . Они определяют размеры струи соответственно вдоль двух направлений, лежащих в плоскости сечения струи (т. е. в плоскости, нормальной к оси струи в каждой точке): горизонтального и нормального ему, т. е. направления, лежащего в вертикальной плоскости, проходящей через ось струи. Диффузия вдоль первого направления происходит с коэффициентом K_{ef} , а диффузия во втором направлении — с некоторым эффективным коэффициентом диффузии. Величину его можно определить, записав диффузионный поток метана в этом направлении:

$$K_{\text{ef}} \nabla C = K_y \nabla C_x + K_z \nabla C_z,$$

где ∇C_z и ∇C_x — компоненты градиента концентрации в вертикальном и горизонтальном (вдоль ветра) направлениях. Из последнего соотношения

$$K_{\text{ef}}^2 = \frac{K_y^2 (\nabla C_x)^2 + K_z^2 (\nabla C_z)^2}{(\nabla C)^2},$$

$$K_{\text{ef}} = \left[K_y^2 \sin^2(\varphi) + K_z^2 \cos^2(\varphi) \right]^{1/2},$$

где φ — угол наклона оси струи к горизонту ($\varphi = 0$ — горизонтальная струя).

В соответствии с анизотропией атмосферной диффузии для обобщения модели вводятся два коэффициента вовлечения

$$\alpha_1 = \alpha + \frac{2K_y}{VR}, \quad \alpha_2 = \alpha + \frac{2K_{\text{ef}}}{VR}.$$

Отношение размеров струи R_1 и R_2

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\int (K_y + 0,5\alpha VR) dt}{\int (K_{\text{ef}} + 0,5\alpha VR) dt}.$$

Формула (2) для расчета изменения массы элемента струи обобщается простейшим образом:

$$\frac{dM}{dt} = \alpha W \pi R \rho W \rightarrow \pi (\alpha_1 R_1 \alpha_2 R_2)^{1/2} W^2 R \rho.$$

Это выражение используется в модели вместо формулы (2).

Литература

1. RODOS: Decision Support System for off-Site Nuclear Emergency Management in Europe: Final Project Report RUR 19144 EN / European Commission. — [S. l.], 2000.
2. *Morton B. R., Taylor G. J., Turner J. S.* Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // *Proc. Roy. Soc.* — 1956. — Vol. 234, № 1196. — P. 1—23.
3. *Morton B. R.* Buoyant plumes in a moist atmosphere // *J. Fluid Mech.* — 1957. — Vol. 2. — P. 127—144.
4. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях: Пер. с англ. — М.: Мир, 1977. — 430 с.
5. *Андреев В., Панчев С.* Динамика атмосферных термик. — Л.: Гидрометеиздат, 1975. — 153 с.
6. *Squires P., Turner J. S.* An entraining jet model for cumulo-nimbus up-draughts // *Tellus.* — 1962. — Vol. 14, № 4.
7. *Бекряев В. И.* Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере // *Труды ЛТМИ.* — 1972. — Вып. 45.

Оценка уровня шума действующего подводного трубопровода и его влияния на системы связи Военно-морского флота

*В. М. Головизнин, В. Н. Семенов, Л. П. Стародубцева,
А. Л. Фокин, А. С. Филиппов*

1. Введение

Действующий трубопровод «Голубой поток», проложенный по дну моря, является источником акустических колебаний, распространяющихся в воде. Имеются две причины возбуждения акустических колебаний:

- турбулентное движение самого газа, прокачиваемого по трубе;
- турбулентное движение морской воды, вызываемое трубопроводом, если его температура выше температуры окружающей воды; это движение представляет собой «конвективную колонку» над нагретым телом.

Первая причина действует на всем протяжении трубопровода, вторая — только на участке, где температура газа в трубе превосходит температуру окружающей воды.

Способ определения мощности звука, излучаемой конвективной колонкой, исходит из оценки величины и корреляционной функции вторых производных пульсационных скоростей в струе. Оценка пульсационных скоростей требует определения параметров струи — ее размеров и профиля средней скорости. Эти параметры, в свою очередь, определяются тепловой мощностью, передаваемой от трубы к морской воде.

Поэтому методика оценки уровня шума от конвективной колонки помимо собственно модели оценки излучения от турбулентной струи по величине турбулентных пульсаций должна включать методику расчета параметров конвективной колонки, а также оценки теплового потока от трубопровода в окружающую воду.

Таким образом, для оценки уровня шума от конвективной колонки требуется следующая информация:

- распределение температуры газа вдоль трубопровода;
- распределение потока тепла к воде с учетом теплового сопротивления газа, стенок трубы и воды;

- стратификация морской воды (глубинные профили температуры, солености, плотности воды) вдоль трассы трубопровода.

В данной статье не рассматривается возбуждение звуковых волн за счет турбулентных пульсаций скорости газа внутри трубы. Для этого требуется разработка отдельной методики. Не рассматриваются также вопросы распространения вдоль трубопровода и передачи в воду шумов, связанных с работой механизмов и оборудования (перекачивающих компрессоров) на береговой части магистрали.

Ниже изложена методика оценки уровня шума, излучаемого при движении воды в турбулентной конвективной колонке над участком трубы, где ее температура выше температуры окружающей воды.

Распределение температуры газа вдоль трассы трубопровода (с учетом тепловых потерь) в настоящей статье также не рассматривается. Температура газа на данном участке трубы считается заданной. Необходимые данные о распределении температуры могут быть получены, например, из предварительных расчетов, проведенных во Всероссийском научно-исследовательском институте природных газов и газовых технологий и изложенных в [1].

При рассмотрении вопросов о теплообмене и формировании конвективного течения консервативно предполагалось, что трубопровод не погружен целиком в донный ил, что препятствовало бы конвекции и создавало дополнительную теплоизоляцию между трубой и морской водой. Все дальнейшие оценки исходят из того, что трубопровод значительной частью поверхности (во всяком случае, верхней частью) непосредственно соприкасается с водой. Это обеспечивает возможность конвективных течений, включая пограничный слой, примыкающий прямо к стенке трубы.

В расчетах не учитывалось также тепловое сопротивление изоляционного защитного слоя на внешней стенке трубы. Все перечисленные упрощения дают дополнительную консервативность оценок.

Исходные данные для расчета мощности акустического излучения конвективной колонки таковы:

внешний диаметр трубы — 610 мм;

внутренний диаметр трубы — 546 мм;

толщина стенки — 31,8 мм;

протяженность трубопровода — 346 км;

температура газа на входе — 37—58°C;

давление газа на входе — 250 атм;

давление газа на выходе — 54 атм;

средняя температура морской воды на глубине более 1000 м — 8,9—9,1°C.

2. Модель теплообмена между прокачиваемым газом и морской водой

Если разность температур между газом внутри трубопровода и окружающей его морской водой ΔT не равна нулю, то возникает теплообмен между газом и окружающей водой.

Температура газа внутри трубопровода не остается постоянной, уменьшаясь с падением давления. На **рис. 2.1** показано изменение температуры газа с удалением от компрессорной станции на российской стороне трубопровода. Здесь же показано изменение температуры морской воды вдоль трассы трубопровода. Протяженность участка, на котором температура газа в трубе выше температуры окружающей воды, около 100 км. Именно там возникает крупномасштабное движение воды в виде вертикальной конвективной колонки.

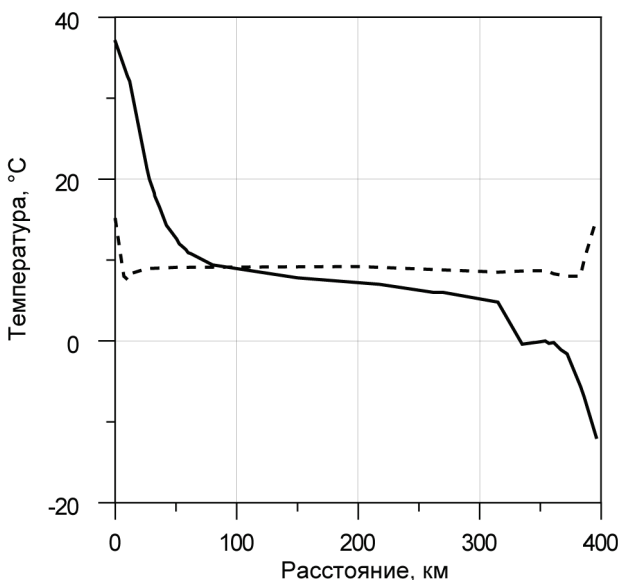


Рис. 2.1. Распределение температуры газа (сплошная линия) и морской воды (пунктир) вдоль трассы трубопровода (расстояние отсчитывается от российского берега)

Если изменение температуры газа не сильно изменяется на длинах, много больших поперечного размера струи вблизи поверхности, то на такой длине трубопровод можно рассматривать как однородный по температуре.

Как будет видно из дальнейшего, характерный поперечный размер струи составляет порядка 100 м. На такой длине изменением температуры можно пренебречь.

Рассмотрим теперь участок трубопровода такой длины, чтобы температура газа на нем была практически постоянна.

Общее тепловое сопротивление для потока тепла между газом в трубе и водой снаружи складывается в данном случае из сопротивления пограничных слоев в газе и воде, а также сопротивления стенки трубы. Соответственно перепад температуры между газом в трубе и окружающей водой будет распределен между пограничным слоем в газе внутри трубы, стенкой трубы и пограничным слоем в воде на внешней стенке трубы. Поток тепла от газа к окружающей воде может быть представлен в виде

$$q = a_1 \Delta T_1 = a_2 \Delta T_2 = a_3 \Delta T_3,$$

где ΔT , ΔT_2 , ΔT_3 — перепады температуры между газом и внутренней поверхностью трубы, на толщине стенки, между внешней поверхностью трубы и окружающей водой, причем $\Delta T_1 + \Delta T_2 + \Delta T_3 = \Delta T$. Величины a_1 , a_2 , a_3 — соответствующие коэффициенты теплопередачи, а обратные им величины суть тепловые сопротивления $b_i = 1/a_i$. Общее тепловое сопротивление при теплопередаче от газа к воде есть сумма указанных сопротивлений, и поток тепла определяется из соотношения

$$q = \Delta T (b_1 + b_2 + b_3)^{-1} = \Delta T (1/a_1 + 1/a_2 + 1/a_3)^{-1}. \quad (2.1)$$

Для стенки трубы

$$a_2 = k_2 / t, \quad b_2 = t / k_2, \quad (2.2)$$

где k_2 — теплопроводность материала трубы (стали); t — ее толщина.

Для газа, текущего по трубе, коэффициент теплопередачи на стенку [2]

$$a_1 = \text{Nu}_1 k_1 / r_1, \quad (2.3)$$

где r_1 — внутренний радиус трубы, k_1 — теплопроводность газа, Nu_1 — число Нуссельта для потока газа [2]

$$\text{Nu}_1 = \frac{\lambda}{8} \frac{\text{Re Pr}}{\left[1 + 900 / \text{Re} + 4,5 \sqrt{\lambda} (\text{Pr}^{2/3} - 1) \right]}, \quad (2.4)$$

где Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля, а λ — коэффициент сопротивления при течении по трубе [2]:

$$\lambda = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}. \quad (2.5)$$

Тепловой поток на стенку при течении в трубе может быть выражен через число теплопередачи [3]

$$K_T = \frac{Nu}{Re Pr},$$

$$a_1 = K_T \rho C_p u, \quad (2.6)$$

где ρ , C_p , u — плотность, теплоемкость и скорость течения газа в трубе.

Теплопередача от нагретого горизонтального цилиндрического тела в воде при свободной конвекции над ним определяется соотношением [2]

$$a_3 = Nu_3 \kappa_3 / r_e, \quad (2.7)$$

где κ_3 — теплопроводность воды; r_e — радиус трубы (внешний); Nu_3 — число Нуссельта для свободной конвекции [2]:

$$Nu_3 = 0,5 Ra^{1/4}, \quad (2.8)$$

где Ra — число Рэлея.

$$Ra = \frac{g \beta r^3 \Delta T_3}{\nu \chi}, \quad (2.9)$$

где g — ускорение свободного падения; β — объемный коэффициент теплового расширения воды, χ и ν — температуропроводность и кинематическая вязкость воды.

Соотношения (2.2), (2.3), (2.7) определяют тепловые сопротивления при теплопередаче от газа к воде. Проведем предварительную оценку тепловых сопротивлений.

При диаметре трубы 60 см, толщине стенки 3 см, скорости прокачки 5 м/с, $\nu \approx 10^{-6}$ м²/с, $\chi \approx 1,4 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\kappa_3 \approx 0,6$ Вт/(м·К), $\beta \approx 0,7 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹, $\rho \approx 200$ кг/м³, $C_p \approx 3 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\Delta T_3 \approx 30$ К имеем

$$\text{Re} = 4 \cdot 10^7, \quad K_T = 10^{-3}, \quad \text{Ra} = 1,2 \cdot 10^{10}, \\ a_1 \approx 1200 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}), \quad a_2 \approx 700 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}), \quad a_3 \approx 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}).$$

Таким образом, наибольшее тепловое сопротивление представляет конвективная колонка в воде. Наибольший перепад температуры будет между внешней стенкой трубы и окружающей водой. Внешняя стенка трубы будет иметь температуру, близкую к температуре газа. Полная мощность теплообмена определяется практически целиком коэффициентом теплопередачи за счет естественной конвекции в воде.

При перепаде температуры между газом и водой в 30 К и указанном размере трубы консервативная оценка теплоотдачи (учитывающая только тепловое сопротивление конвективной колонки) дает для погонного потока тепла в воду около 6000 Вт на 1 м трубы. В дальнейших выкладках это значение будет приниматься в качестве исходного.

3. Модель конвективной струи над линейным источником тепла

3.1. Основные уравнения модели

Модель конвективной колонки над теплой трубой может быть построена аналогично тому, как это делается для струй в воздухе, например над пожаром [4; 5]. Как и для струй в воздухе, считаем, что турбулентный обмен между струей и окружающей средой может быть описан с помощью «модели вовлечения», причем скорость, с которой окружающая среда вовлекается в область турбулентного движения в струе, пропорциональна скорости струи. Коэффициент пропорциональности («коэффициент вовлечения») при таком подходе — единственный параметр, определяющий турбулентный обмен в струе.

Все параметры внутри струи считаются однородно распределенными по ее сечению.

Особенности, отличающие данный случай от рассматриваемых в [4; 5] конвективных струй в воздухе, состоят в следующем:

- источник не площадной, а линейный;
- устойчивость слоя воды определяется не только градиентом температуры, но и градиентом солености.

Уравнения, описывающие параметры конвективной колонки, — это уравнения сохранения массы, импульса и энергии. Данные законы сохранения применяются к элементу струи между двумя параллельными горизонтальными плоскостями с толщиной, равной расстоянию, пройденному потоком за 1 с (этот элемент называется секундной массой [5]). Рассмотрение такого элемента струи удобно тем, что его верхняя и нижняя границы движутся со скоростью течения воды в струе. Поэтому обмен через эти границы отсутствует, а происходит только через боковые границы элемента.

Масса такого элемента, приходящаяся на единичную длину вдоль трубы, определяется соотношением

$$M = 2R\rho_i\delta z = 2R\rho_iV,$$

где ρ_i — плотность воды внутри струи; $2R$ — горизонтальный размер струи в поперечном к трубе направлении; δz — вертикальный размер элемента струи (равный скорости V).

Уравнение сохранения массы

$$\frac{d}{dt}(2R\rho_iV) = \delta z\alpha\rho_eV = \alpha\rho_eV^2, \quad (3.1)$$

где α — коэффициент вовлечения; δz — поверхность (на единицу длины вдоль трубы), через которую происходит вовлечение окружающей воды с плотностью ρ_e в область турбулентного движения в струе.

Уравнение сохранения импульса

$$\frac{d}{dt}(2R\rho_iV^2) = F_A = 2RgV\rho_e(1 - \rho_i/\rho_e) = 2RgV\rho_e\beta\Delta T. \quad (3.2)$$

Выражение в правой части (3.2) — сила плавучести (архимедова сила F_A), действующая на элемент струи. Здесь β — тепловой коэффициент объемного расширения воды; ΔT — разность температур снаружи и внутри струи.

Уравнение сохранения энергии выражает баланс тепловой энергии между выделенным элементом и окружающей водой:

$$\frac{d}{dt}(2RV\rho_iC_pT_i) = \delta z\alpha\rho_eVC_pT_e = \alpha\rho_eV^2C_pT_e.$$

Здесь T_i и T_e — температура внутри и снаружи струи. Кинетической энергией движения воды пренебрегаем.

В однородной (нестратифицированной) среде при стационарном режиме поток избыточной тепловой энергии через любое сечение струи (на единицу длины трубы) постоянен и равен мощности, отводимой в воду с единицы длины трубы.

$$W = 2RV\rho_i C_p \Delta T. \quad (3.3)$$

Подъемная сила в правой части (3.2) может быть выражена через поток энергии

$$F_A = \frac{Wg\beta}{C_p}. \quad (3.4)$$

Для стационарного случая, заменив в уравнениях (3.1) и (3.2) d/dt на Vd/dz и пренебрегая разностью плотностей везде, кроме выражения для подъемной силы, можно записать их в виде уравнений сохранения потоков через любое сечение струи:

$$\frac{d}{dz}(2RV) = \alpha V, \quad (3.5)$$

$$\frac{d}{dz}(2RV^2) = 2R g\beta\Delta T = \frac{Wg\beta}{VC_p}. \quad (3.6)$$

Последнее равенство справедливо для однородной среды при нейтральной стратификации. Под z здесь понимается высота данного сечения струи над дном.

Для замыкания системы уравнений необходимо определить изменение выталкивающей силы, действующей на выделенный элемент струи.

Процесс смешивания с окружающей водой не приводит к изменению выталкивающей силы для «секундной массы». Действительно, выталкивающая сила пропорциональна избыточной энергии данного объема, а последняя не изменяется при смешивании, поскольку окружающая жидкость приносит нулевую избыточную энергию.

В однородной нейтральной или стратифицированной среде сила, действующая на «секундный» элемент струи, постоянна, как следует из выражения (3.4). В случае устойчивой либо неустойчивой стратификации эта сила будет изменяться с высотой подъема данного элемента вследствие изменения давления.

В пресной воде устойчивость стратификации определяется только градиентом температуры. Граничное значение градиента соответствует постоянной по высоте удельной энтропии жидкости [3]:

$$\frac{dT}{dz} \Big|_b = \frac{Tg\beta}{C_p} \equiv \gamma \approx 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}. \quad (3.7)$$

Если градиент температуры отличен от γ , то выталкивающая сила, действующая на некоторый объем воды массой M , имеющий температуру, отличную от окружающей воды, будет меняться с высотой. Действительно, выталкивающая сила

$$F_A = Mg\beta(T_i - T_e).$$

При изменении высоты изменяются обе температуры, так что

$$\delta F_A = Mg\beta(\delta T_i - \delta T_e).$$

Поскольку изменение состояния воды внутри струи при изменении высоты происходит при постоянной энтропии, внутренняя температура следует адиабатическому закону с изменением давления. Это значит, что $dT_i/dz = \gamma$. Таким образом,

$$\frac{dF_A}{dz} = Mg\beta \left(\gamma - \frac{dT_e}{dz} \right).$$

При наличии градиента солёности появляется еще одна причина изменения выталкивающей силы с высотой. Поскольку произвольный элемент струи при перемещении сохраняет свою солёность, при попадании его в области с другой солёностью появляется дополнительная разность плотностей.

Зависимость плотности воды от температуры и солёности (при постоянном давлении) может быть выражена формулой

$$\rho = \rho_0 + k_T T + k_S (S - 35),$$

где S — солёность, ‰; T — температура (отсчитывается от 0°C); $k_T = -7 \cdot 10^{-5} \text{ г}/(\text{см}^3\text{ } ^\circ\text{C})$, $k_S = 8 \cdot 10^{-4} \text{ г}/(\text{см}^3\text{ } \text{‰})$; ρ_0 — плотность морской воды при $T = 0^\circ\text{C}$, $S = 35\text{‰}$.

Полное изменение выталкивающей силы с высотой:

$$\frac{dF_A}{dz} = Mg \left[\beta \left(\gamma - \frac{dT_e}{dz} \right) + \frac{k_s}{\rho} \frac{dS}{dz} \right]. \quad (3.8)$$

(3.1), (3.2) или (3.5), (3.6), (3.8) составляют полную систему уравнений, позволяющую определить распределение скорости и температуры в конвективной колонке.

3.2. Граничные условия

Граничные условия для уравнений (3.1), (3.2) или (3.5), (3.6), (3.8), описывающих распределение параметров струи по высоте, можно получить следующим образом. В непосредственной близости от трубы скорость равна нулю и тепловой поток передается через теплопроводность. Нагретые массы воды начинают ускоренно двигаться вверх за счет выталкивающей силы, а затем тормозятся вследствие перемешивания. Максимальную скорость, которая достигается на некоторой высоте, можно считать характерной начальной скоростью струи. На этой высоте поток тепла является чисто конвективным. Эта скорость может быть найдена из уравнения (3.1), переписанного с учетом (3.2) в виде

$$\alpha V^3 + 4RV \frac{dV}{dt} = 2RVg\beta\Delta T.$$

Отсюда следует, что максимальная скорость V_0 связана разностью температур в струе и снаружи ΔT_0 (на высоте, где скорость достигает максимума) следующим образом:

$$\alpha V_0^2 = 2Rg\beta\Delta T_0.$$

Поскольку поток тепла в этом сечении должен быть равен мощности, отдаваемой трубой, имеет место соотношение (3.3), где в качестве V и ΔT стоят V_0 и ΔT_0 : $W = C_p \rho_i 2RV_0 \Delta T_0$. Эти два соотношения позволяют найти скорость и температуру в струе в сечении, где скорость максимальна:

$$\Delta T_0 = W^{2/3} \left[\rho C_p (2Rg\beta/\alpha)^{1/2} \right]^{-2/3}, \quad (3.9)$$

$$V_0 = (2Rg\Delta T_0\beta/\alpha)^{1/2}. \quad (3.10)$$

В качестве R в (3.9) используется радиус трубы. Эти значения (3.9) и (3.10) используются как граничные условия для уравнений (3.1), (3.2) или (3.5), (3.6), (3.8).

При тепловом потоке $W \sim 6000$ Вт/м скорость течения воды в конвективной струе, оцененная по формулам (3.9) и (3.10), оказывается порядка 0,02 м/с, а $\Delta T_0 \sim 0,1^\circ\text{C}$. Эти значения будут использоваться в дальнейших оценках.

На высотах z , существенно превосходящих радиус трубы, структура струи становится автомодельной. Она будет детально исследована ниже.

3.3. Результаты расчетов

Рассмотрим характерные особенности теплой конвективной струи над линейным источником (трубопроводом). Структура струи существенным образом зависит от стратификации нижних слоев моря. Устойчивость придонных слоев относительно конвекции определяется градиентами температуры и солености [6; 7]. На **рис. 3.1** и **рис. 3.2** показаны усредненные распределения температуры и солености и соответствующих градиентов в толще Черного моря (данные взяты из [6]). Следует иметь в виду, что эти данные являются усредненными и не могут использоваться для расчетов в конкретной точке. Их можно использовать лишь для общего качественного анализа.

Как видно из графиков на **рис. 3.1** и **рис. 3.2**, на больших глубинах температура растет с глубиной, причем градиент температуры превосходит граничное значение (3.7). Это способствует неустойчивости стратифицированной толщи воды. Напротив, рост солености с глубиной (см. **рис. 3.2**) способствует устойчивости. В результате в среднем стратификация вод в придонной области близка к нейтральной либо слабо устойчива. Случай нейтральной стратификации наиболее прост для аналитического исследования. Кроме того, как будет показано ниже, с точки зрения мощности излучаемого звука этот случай является консервативным, т. е. соответствует наибольшей мощности излучения.

Поэтому поведение струи будет рассмотрено в предположении нейтральной стратификации.

Из уравнения (3.2), в котором пренебрегаем изменениями плотности, следует:

$$2RV^2 = Ct + B,$$

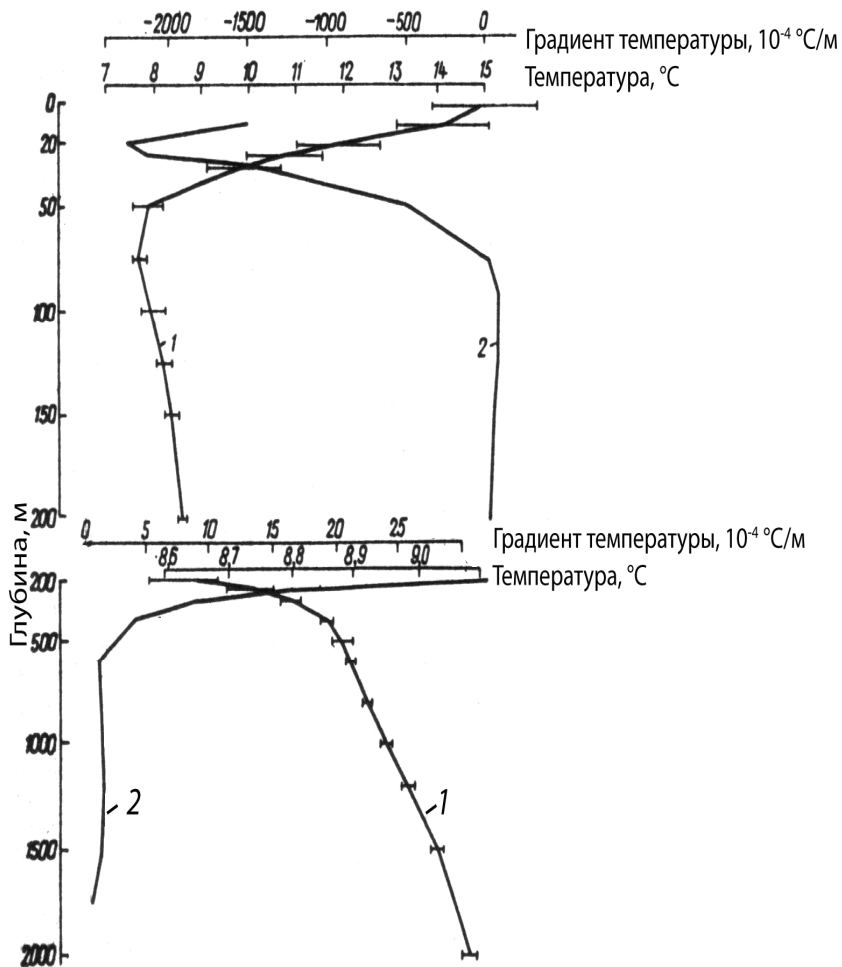


Рис. 3.1. Среднее распределение температуры (1) и градиента температуры (2) вод в Черном море

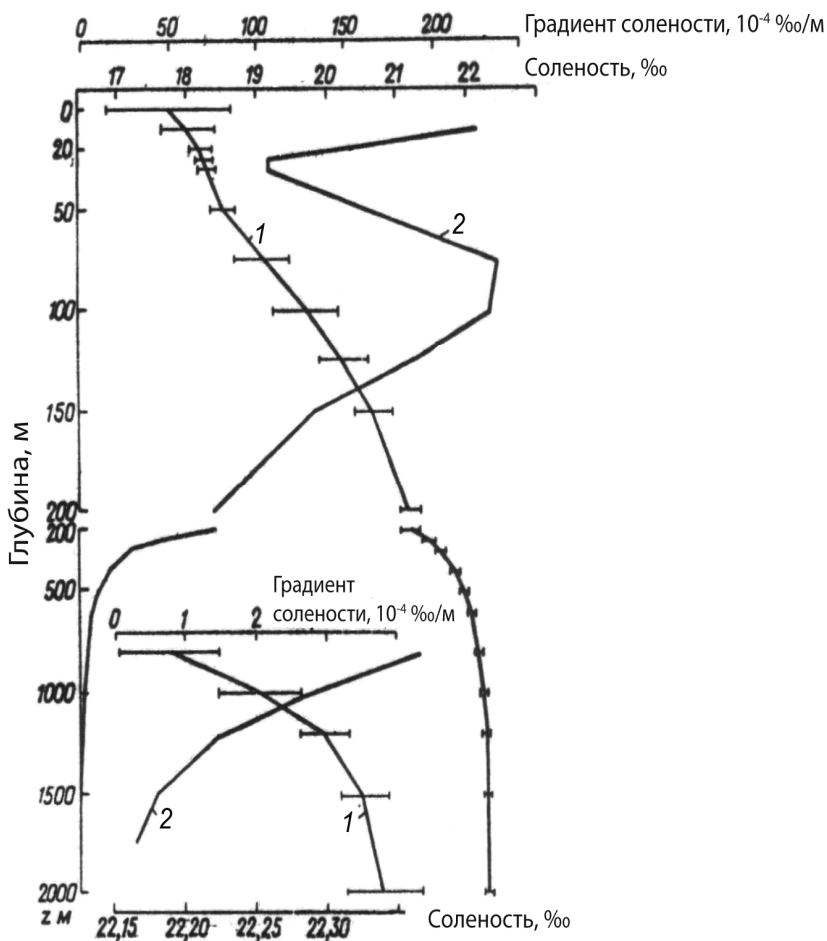


Рис. 3.2. Среднее распределение солености (1) и градиента солености (2) вод в Черном море

где C и B — константы; t — время. Если течение рассматривается вдали от источника тепла (трубы), где размер струи значительно больше радиуса трубы (автомодельный режим), константу интегрирования B можно положить равной нулю. Далее, полагая, что, как и во всякой турбулентной

струе, в данном случае $2R = az$ (a — численный коэффициент), последнее соотношение можно переписать как

$$\left(\sqrt{z} \frac{dz}{dt}\right)^2 \propto t \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt}(z)^{3/2} \propto t^{1/2},$$

откуда

$$z \propto t, \quad V = \frac{dz}{dt} = \text{const.}$$

Таким образом, скорость течения в струе оказывается постоянной и не зависит от высоты. Это свойство струи над линейным источником. В случае точечного источника скорость струи падает с высотой, как $V \propto z^{-1/3}$ [3]. Подставив выражение $2R = az$ в уравнение (3.5) с учетом $V = \text{const}$, получим

$$a = 2 \frac{dR}{dz} = \alpha.$$

Таким образом, наклон границы струи постоянен, и тангенс угла наклона равен коэффициенту вовлечения.

Алгоритм решения уравнений (3.1), (3.2), (3.8) с условиями (3.9) и (3.10) реализован в компьютерном коде, который позволяет рассчитать все параметры конвективной струи при заданных мощности теплоотвода от трубы и ее размерах.

Рассчитаны параметры конвективной колонки для нейтральной и устойчивой стратификации. В последнем случае параметры брались на основе усредненных данных, представленных в [6] (см. рис. 3.1 и 3.2). Результаты показаны на рис. 3.3, 3.4.

В случае нейтральной стратификации (рис. 3.3) скорость течения в струе после сравнительно короткого начального участка выходит на постоянное значение и не меняется с высотой над источником, как и предсказывает теория. Поперечный (к направлению трубы) горизонтальный размер струи линейно растет с высотой (отсчитываемой от дна). Это также соответствует результату аналитического рассмотрения. Температурный перепад в струе (относительно окружающей воды) быстро падает с удалением от источника. Скорость течения в струе оказывается порядка 0,017 м/с.

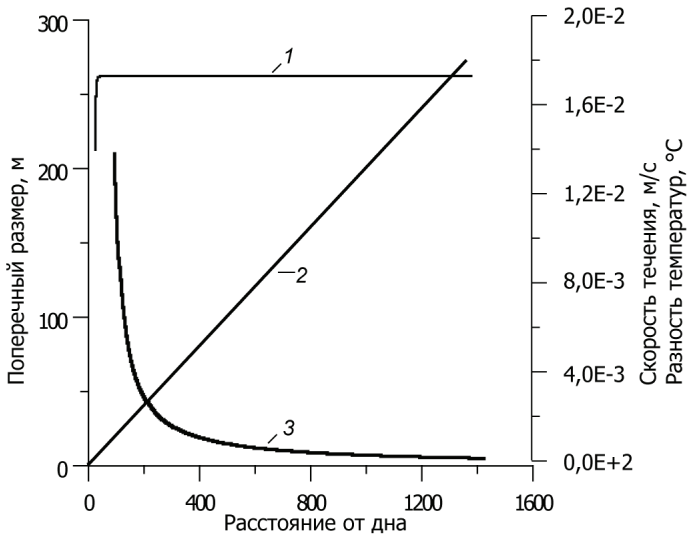


Рис. 3.3. Профиль скорости течения в струе (1), поперечного размера (2) и разности температур (3) между струей и окружающей водой. Нейтральная стратификация

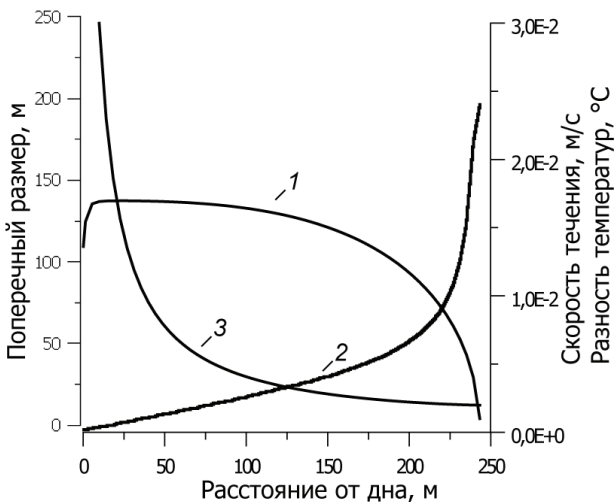


Рис. 3.4. Профиль скорости течения в струе (1), поперечного размера (2) и разности температур (3) между струей и окружающей водой. Устойчивая стратификация

В случае устойчивой стратификации порядок скорости вблизи источника оказывается тем же, что и в предыдущем случае. Однако высота колонки здесь является конечной — около 250 м. Начиная с высоты 150 м, скорость падает и на высоте 250 м обращается в нуль. Размер струи в этом месте резко увеличивается. Строго говоря, рассмотрение вертикальной стационарной струи непригодно в области, где вертикальная скорость близка к нулю. Фактически теплая вода от трубы поднимется на конечную высоту (в данном случае порядка 250 м), где ее плавучесть обращается в нуль, и дальше она будет растекаться в горизонтальном направлении на этом уровне. При этом скорость течения будет быстро замедляться с удалением от источника вследствие перемешивания с окружающей водой.

Таким образом, как по скоростям, так и по размерам области турбулентного движения струя при нейтральной стратификации превосходит струю в устойчивой среде. Как будет показано ниже, мощность акустического излучения возрастает с ростом объема области турбулентного движения и с ростом характерных скоростей. Поэтому случай нейтральной стратификации является консервативным, т. е. соответствующим наибольшей мощности возбуждаемых звуковых волн. Соответствующие этому случаю оценки будут рассматриваться далее как исходные данные.

4. Оценка интенсивности звука, возбуждаемого турбулентной струей

Конвективная струя, поднимающаяся над теплым трубопроводом, как всякая турбулентная струя, является источником звуковых волн, связанных с пульсациями скорости. Общая теория явления изложена в [3].

Рассматривается случай, когда область турбулентного движения занимает конечный объем, а вне ее жидкость неподвижна.

Общее решение волнового уравнения для давления в исходящих от турбулентной области волнах дается выражением

$$p'(\vec{r}, t) = \frac{\rho}{4\pi R} \int \frac{\partial^2 T_{ik}(\vec{r}_1, t)}{\partial x_i \partial x_k} \Big|_{t-R/c} d\Omega_1,$$

где $T_{ik} = v_i v_k$, v_i, v_k — компоненты пульсационной скорости; \vec{r} — радиус-вектор точки наблюдения; \vec{r}_1 — радиус-вектор бегущей точки в области

интегрирования; $R = |\vec{r} - \vec{r}_1|$. Подынтегральное выражение относится к «запаздывающему» моменту времени $t - R/c$. Интегрирование производится фактически по объему струи, где пульсационные скорости отличны от нуля.

Если длины волн излучаемого звука много больше характерного размера струи, что в данном случае эквивалентно неравенству, последнее выражение можно упростить. Если, кроме того, отказаться от рассмотрения спектрального состава излучаемых волн и ограничиться основными частотами, определяющими полную интенсивность, выражение для давления в волне в волновой зоне сводится к

$$p'(\vec{r}, t) = \frac{\rho}{4\pi c^2 r} \left[\int Q(\vec{r}_1, \tau) d\Omega_1 + \vec{n}_i \vec{n}_k \int Q_{ik}(\vec{r}_1, \tau) d\Omega_1 \right], \quad (4.1)$$

где r — расстояние от точки наблюдения до начала координат, выбранного где-либо внутри струи; c — скорость звука; \vec{n} — единичный вектор направления в точку наблюдения; $\tau = t - r/c$. Компоненты тензора Q определяются как

$$Q_{ik} = \left(T_{ik}'' - \frac{1}{3} T_{jj}'' \delta_{ik} \right), \quad Q = \frac{1}{3} T'', \quad (4.2)$$

где T'' — вторая производная по времени.

Полная интенсивность излучения (для стационарной турбулентной струи) получается интегрированием величины $p'^2/\rho c$ по поверхности с усреднением по направлениям вектора \vec{n} и по времени [3]:

$$I = \frac{\rho}{60\pi c^5} \left[\iint \langle Q(\vec{r}_1, \tau) Q(\vec{r}_2, \tau) \rangle d\Omega_1 d\Omega_2 \right] + \frac{\rho}{30\pi c^5} \left[\iint \langle Q_{ik}(\vec{r}_1, \tau) Q_{ik}(\vec{r}_2, \tau) \rangle d\Omega_1 d\Omega_2 \right]. \quad (4.3)$$

Таким образом, интенсивность излучения звука определяется корреляционными функциями вторых производных скоростей турбулентных пульсаций в конвективной струе.

Для оценки порядков величин будем исходить из того, что основные частоты турбулентного движения на некотором участке струи порядка $\omega \approx v/R$, где R — радиус этого участка; $v \approx V$ — характерная пульсационная скорость на этом участке. Корреляции между скоростями пульсаций

основного масштаба в разных точках простираются до расстояний порядка R . Более детальные сведения о величине пульсаций скорости, их распределении и о корреляциях содержатся, например, в [8]. Эти данные должны использоваться для уточнения оценок. Так, на **рис. 4.1** и **рис. 4.2** приведены экспериментальные данные (взяты из [8]) относительно интенсивности турбулентных пульсаций в плоской струе. Компоненты пульсационных скоростей нормированы на среднюю скорость течения в струе. Из этих рисунков видно, что пульсационные скорости составляют небольшую часть средней скорости. В дальнейших оценках не будет делаться различия между средней скоростью течения в струе и скоростями турбулентных пульсаций. Это дает верхнюю (консервативную) оценку уровня акустического излучения.

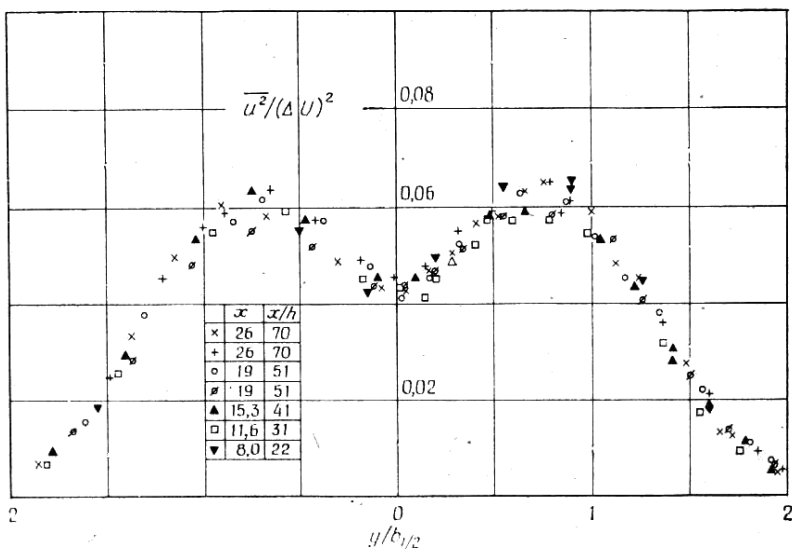


Рис. 4.1. Поперечный профиль осевой компоненты интенсивности турбулентности для плоской струи
 u — осевая компонента пульсационной скорости;
 Δu — скорость течения в струе; $b_{1/2}$ — поперечный размер струи

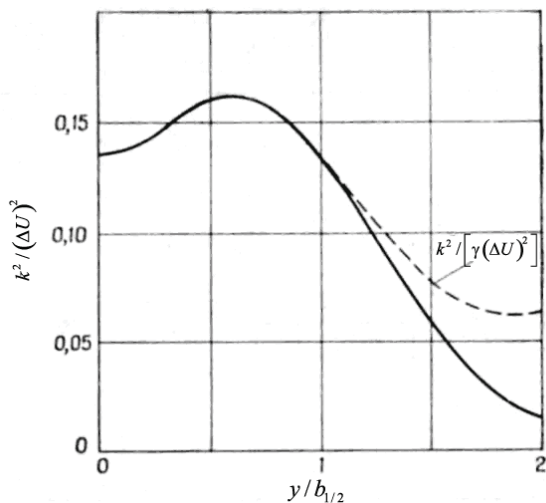


Рис. 4.2. Поперечный профиль кинетической энергии пульсаций в плоской струе
 k — кинетическая энергия пульсаций на единицу массы

Стационарная турбулентная конвективная струя имеет автомодельную структуру [8]. Разобьем струю по вертикали на участки высотой порядка радиуса (на данной высоте). Все такие участки подобны. Средние пульсационные скорости на всех участках одинаковы, а основные частоты обратно пропорциональны радиусу. Величина Q имеет порядок v^4/R^2 . Поэтому мощность, излучаемая из единицы объема каждого из участков, имеет порядок

$$\frac{\rho R^3 v^8}{R^4 c^5} \approx \frac{\rho V^8}{R c^5}.$$

При интегрировании учтено, что длина корреляции скоростей в направлении вдоль трубы порядка R . Полная мощность от каждого участка, приходящаяся на единицу длины вдоль трубы, порядка

$$\frac{\rho V^8 R}{c^5}.$$

Поскольку скорость струи, как было показано, не зависит от высоты, наибольший вклад в излучение звука дают верхние части струи с максимальным радиусом. Полная излучаемая мощность от всей струи на единицу длины вдоль трубы будет порядка

$$q_l \sim \frac{\rho V^8 \alpha H}{c^5} \approx \rho V^8 \alpha H \left(\frac{V}{c} \right)^5,$$

где H — высота колонки. За эту высоту можно принять расстояние от дна до устойчивого слоя (термоклина).

Оценка мощности с использованием последнего выражения при $H = 1000$ м дает для мощности звукового излучения

$$q_l \approx 10^{-23} \text{ Вт/м.}$$

Вследствие чрезвычайно высокой степени зависимости этой мощности от скорости движения воды в струе (V^8) оценка данной скорости имеет принципиальную важность. Интенсивность звука на некотором расстоянии от струи должна определяться как плотность энергии от распределенного неоднородного источника.

5. Анализ результатов

Полученная оценка мощности звукового излучения относится к наиболее «напряженному» участку трубопровода с максимальной разностью температур между трубой и водой. Общая протяженность участка, где труба теплее воды, около 100 км. Верхнюю оценку общей мощности звукового излучения получаем, умножив максимальную погонную плотность мощности на длину теплого участка. Такая оценка дает общую мощность порядка 10^{-18} Вт.

Плотность потока звуковой энергии на расстояниях от трубы, меньших длины теплого участка (100 км), будет порядка

$$q_l / H \approx 10^{-26} \text{ Вт/м}^2.$$

При этом считается, что волны идеально отражаются от дна и морской поверхности.

Сопоставим интенсивность звуковых полей от конвективной колонки с интенсивностью звука, характерной для систем связи Военно–морского флота. Известно, например [9], что дальность действия станции звукоподводной связи типа AN/UQC–1 (США) $R \sim 5$ миль при излучаемой акустической мощности $W \sim 100$ Вт и рабочей частоте 8 кГц. Исходя из консервативного предположения об изотропности (отсутствии направленности) излучения станции, можно найти, что на расстоянии 5 миль, на котором

обеспечивается устойчивая связь, плотность потока звуковой энергии с учетом затухания будет порядка

$$\frac{W}{4\pi R} k \approx 10^{-10} \text{ Вт/м}^2,$$

где k — коэффициент затухания звука в воде на данной частоте на расстоянии 10 км, равный 50 дБ [9]. Этот поток, очевидно, близок к предельно обнаружимому на фоне естественных шумов моря с учетом чувствительности приемной аппаратуры. Сопоставление этой величины с полученной оценкой выше плотности потока энергии от конвективной колонки показывает, что при любом разумном запасе на устойчивость связи предельно обнаружимый поток на много порядков больше потока, излучаемого колонкой. Это значит, что общая мощность звука, излучаемая колонкой, мала и не может быть обнаружена системами связи.

Другим важным фактором с точки зрения обнаружимости шумов конвективной колонки является частота. Основная мощность излучаемого колонкой звука лежит в диапазоне частот порядка V/R (R — поперечный размер конвективной колонки). Максимальные частоты, излучаемые участками, ближайшими к трубе, порядка 0,01 Гц.

В подводных системах связи используются частоты килогерцового диапазона. При обсуждении перспективного снижения частот речь идет о частоте диапазона 100 Гц. Отметим, что технические и биологические шумы моря имеют спектр 20 — 1000 Гц (см., например, [10]).

Еще один пример уровня акустического излучения, с которым работают системы связи и системы обнаружения Военно-морского флота: в [11] сообщается, что для того, чтобы подводная лодка не была обнаружима, она должна излучать не более 10^{-5} Вт в полосе 1/3 октавы. В этом случае речь также идет о частотах 10 — 1000 Гц. Сопоставление этого уровня с мощностью, излучаемой конвективной колонкой, также показывает, что последняя мала и излучение колонки не может быть обнаружено.

Таким образом, по общей мощности излучаемых звуковых волн и характерному частотному интервалу звуковое излучение конвективной колонки мало и не может быть обнаружено системами связи Военно-морского флота.

6. Заключение

В статье сформулирована методика оценки интенсивности звука, возбуждаемого конвективной струей над трубой, имеющей температуру, большую температуры окружающей воды. Методика требует проведения вычислений в несколько этапов.

1. Расчет распределения температуры транспортируемого газа вдоль трубы. Вместе с данными по температуре окружающей воды это дает информацию о той части трубопровода, которая теплее воды и над которой существует конвективная колонка.
2. Расчет теплового потока к воде. Входные данные для этого этапа — температура газа в трубопроводе и температура воды. Результат вычислений — мощность теплопередачи между трубопроводом и водой.
3. Расчет параметров конвективной колонки (скорости в струе и температура). Входные данные — мощность теплопередачи от трубопровода. Результат расчета — характерные размеры и скорости течения в конвективной колонке над теплой трубой.
4. Расчет мощности излучаемого звука и звукового поля на разных расстояниях от источника. Входные данные — параметры турбулентной конвективной струи (скорости течения, размеры). Результат — оценка мощности звукового излучения из области конвективной восходящей струи над трубопроводом.

Разработанная методика является «точечной», т. е. предполагающей однородность вдоль трубы всех параметров как внутри трубы, так и снаружи. Фактически при применении методики необходимо проинтегрировать неоднородную мощность излучения вдоль всей трубы.

Самые грубые консервативные оценки мощности звуковых волн при сопоставлении с порогом обнаружения шумов, характерным для подводных акустических систем связи, показывают, что мощность звука, излучаемая конвективной колонкой, мала и излучение колонки не может быть обнаружено системами связи. Кроме того, излучаемый колонкой звук имеет частоты, которые существенно ниже низких рабочих частот систем связи.

Это значит, что собственно конвективная колонка, возникающая над теплым участком трубопровода, не является источником шумовых помех для подводных систем связи и систем обнаружения Военно-морского флота.

Литература

1. *Котеров В. Е., Кривцов В. М., Зубов И. И.* Исследование процессов выброса сероводорода при разрушении морского участка трубопровода: Отчет о НИР по договору № 2-ВН/00 ИБРАЭ РАН. — М., 2000.
2. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Под ред. В. А. Григорьева, В. М. Зорина. — Кн. 2. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. — Т. 4: Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
4. *Беликов В. В., Головизнин В. М., Семенов В. Н.* и др. Моделирование атмосферной дисперсии газов с учетом плавучести и начального импульса // Перспективы развития экологического страхования в газовой промышленности / РАО ГАЗПРОМ, ВНИИГАЗ. — М., 1998.
5. *Бекряев В. И.* Турбулентная неизотермическая струя в стратифицированной атмосфере // Труды ЛГМИ. — 1972. — Вып. 45.
6. Проект «Моря СССР». Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. — Т. 4: Черное море. — Вып. 1: Гидрометеорологические условия / Под ред. А. И. Симонова, Э. Н. Альтмана. — СПб.: Гидрометеоздат, 1991.
7. Практическая экология морских регионов: Черное море / Под ред. В. П. Кеонджяна, А. М. Кудина, Ю. В. Терехова. — Киев: Наук. думка, 1990.
8. *Шец Дж.* Турбулентное течение: Процессы вдува и перемешивания // Новое в зарубежной науке: Механика / Под ред. А. Ю. Ишлинского и Г. Г. Черного. — М.: Мир, 1984.
9. *Букалов В. М., Нарусбаев А. А.* Проектирование атомных подводных лодок. — Л.: Судостроение, 1964.
10. *Алхименко А. П.* Военно-морская география / Воен.-мор. акад. — Л., 1979.
11. *Гапонов-Грехов А. В.* Научно-технические проблемы снижения физических полей кораблей и повышения их скрытности / Науч. конф. «Российская наука и создание атомного ракетного флота». Москва, 26 июня 1996 г.
12. *Гапонов-Грехов А. В.* Можно ли обеспечить неуязвимость военных кораблей? // Вестн. РАН. — 1997. — Т. 67, № 1.

Научное издание

Труды ИБРАЭ РАН

Под общей редакцией чл.-кор. РАН Л. А. Большова

Выпуск 10

БЕЗОПАСНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ ГАЗОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ

*Утверждено к печати Ученым советом
Института проблем безопасного развития атомной энергетики
Российской академии наук*

Редактор *А. И. Иоффе*

Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
Зав. редакцией *М. В. Грачева*

Оригинал-макет подготовлен ООО «Комтехпринт»
Списки литературы и иллюстрации приведены в авторской редакции

Сдано в набор 01.11.2009 г. Подписано в печать 10.11.2009 г.
Формат 60x90^{1/16}. Бумага офсетная 80 г/м².
Печать офсетная. Гарнитура «Оффицина».
Уч.-изд. л. 9,0. Тираж 500. Заказ 18901.

Заказное

Отпечатано с готовых диапозитивов типографией ООО «Инфолио-Принт»