

Институт математики и механики УрО РАН им. Н.Н. Красовского

На правах рукописи

Скурыдина Алия Фиргатовна

**Регуляризованные алгоритмы на основе схем
Ньютона, Левенберга – Марквардта и
нелинейных аналогов α -процессов для решения
нелинейных операторных уравнений**

01.01.07 – Вычислительная математика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Акимова Елена Николаевна

Екатеринбург – 2018

Список сокращений и условных обозначений

R	— множество вещественных чисел;
R^n	— евклидово пространство n -мерных векторов
$u = u_1, \dots u_n;$	
$\ u\ $	— норма в гильбертовом пространстве;
$\langle u, v \rangle$	— скалярное произведение в гильбертовом пространстве;
$L_2[a, b]$	— гильбертово пространство функций, интегрируемых с квадратом на отрезке $[a, b]$;
$OpenMP$	— Open Multi – Processing, технология параллельных вычислений для многоядерных архитектур;
$CUDA$	— Compute Unified Device Architecture, технология параллельных вычислений на графических ускорителях;

Оглавление

Список сокращений и условных обозначений	2
Введение	5
Глава 1. Решение уравнений с монотонным оператором	15
1.1. Метод Ньютона	16
1.2. Нелинейные альфа-процессы	23
1.3. Численные эксперименты	29
Глава 2. Решение операторных уравнений в случае положительного спектра	34
2.1. Метод Ньютона	35
2.2. Нелинейные альфа-процессы	37
2.3. Модифицированные варианты регуляризованных методов на основе нелинейных альфа-процессов	43
2.4. Решение модельных задач гравиметрии и магнитометрии	49
Глава 3. Покомпонентные методы и вычислительные оптимизации для решения обратных структурных задач гравиметрии и магнитометрии	58
3.1. Покомпонентный метод типа Ньютона и вычислительная оптимизация метода Ньютона	59
3.2. Покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта для решения обратной задачи гравиметрии для модели многослойной среды	63
3.3. Использование параллельных вычислений	69

3.4. Решение модельных задач гравиметрии и магнитометрии на много- процессорных системах	73
3.5. Описание комплекса параллельных программ	97
Заключение	102
Список литературы	104
Публикации автора	117

Введение

Актуальность темы исследования. Построение итеративно регуляризованных алгоритмов востребовано для решения широкого круга прикладных некорректно поставленных задач. Так, решение структурных обратных задач гравиметрии и магнитометрии сводится к решению нелинейных интегральных уравнений Урысона первого рода. После дискретизации операторное уравнение сводится к системе нелинейных уравнений с большим числом неизвестных, поэтому есть необходимость в параллелизации алгоритмов для многопроцессорных и многоядерных вычислительных систем с целью уменьшения времени счета.

Степень разработанности темы исследования. Ж. Адамар в 1902 г. [6] впервые определил условия корректности задачи математической физики. Задачи, не отвечающие этим условиям, то есть некорректные, Ж. Адамар считал лишенными физического смысла. В течение многих лет обратные задачи решались методом подбора, например, в геофизике, сравнивая вычисленное физическое поле модели с наблюденным. Однако со временем, это мнение претерпело изменения.

Первой работой по теории некорректных задач считается работа академика А.Н. Тихонова 1943 г. [99], в которой он доказал устойчивость некоторых обратных задач при условии принадлежности решения компактному множеству. Также в этой работе он решил одну из актуальных обратных задач разведочной геофизики. В дальнейшем теория некорректных задач оформилась в самостоятельный раздел современной математики. В конце 50-х годов и начале 60-х годов появились работы, посвященные решению некоторых некорректных задач с помощью идей регуляризации, выдающихся отечественных ученых: А.Н. Тихонова, М.М. Лаврентьева, В.К. Иванова. Их исследования в этой области

положили начало трем научным школам: московской, сибирской и уральской. Началось исследование устойчивых методов решения некорректно-поставленных задач, представляющих собой одно из наиболее актуальных проблем современной математической науки.

В большом цикле работ, выполненных начиная с 1963 года, А.Н. Тихонов сформулировал принцип устойчивого решения некорректно поставленных задач, ввел понятие регуляризирующего оператора и предложил ряд эффективных методов построения таких операторов, легко реализуемых на ЭВМ [100—103]. Метод, получивший название «метод регуляризации А.Н. Тихонова», был применен для решения большого количества как фундаментальных математических, так и актуальных прикладных задач. В частности, тихоновским методом регуляризации были решены задача об отыскании решения интегрального и операторного уравнения первого рода, обратные задачи теории потенциала и теплопроводности.

Наряду с Тихоновым, М.М. Лаврентьев изучал методы регуляризации. Ему принадлежит идея замены исходного уравнения близким ему в некотором смысле уравнением, для которого задача нахождения решения устойчива к малым изменениям правой части и разрешима для любой правой части [70]. Были доказаны теоремы сходимости регуляризованного решения к точному [68]. Основополагающие результаты для интегральных уравнений Фредгольма первого рода получены в работах [69; 71—73], где для решения линейных интегральных уравнений Фредгольма первого рода построены регуляризирующие операторы по М.М. Лаврентьеву.

В работах Иванова, выполненных в 1960–1970-е годы, было введено понятие квазирешения [60; 61], были заложены также основы двусторонних оценок регуляризующих алгоритмов [62], установлены связи между вариационными методами регуляризации, развит единый подход к трактовке линейных некор-

ректных задач в топологических пространствах [63].

Однако не все некорректные задачи возможно регуляризовать. Так, российский математик Л.Д. Менихес [78] привел пример интегрального оператора с непрерывным замкнутым ядром, действующего из пространства $C[0, 1]$ в $L_2[0, 1]$, обратная задача для которого нерегуляризуема. Проблемам регуляризумости также посвящены работы Ю.И. Петунина и А.Н. Пличко [83].

Для построения регуляризующих алгоритмов для решения прикладных задач требуется использовать дополнительную информацию о свойствах искового решения, заданную в виде равенств и неравенств, характеристик решения, например, свойствами гладкости, естественно вытекающих из физической сущности задачи. Получило развитие построение регуляризующих алгоритмов вариационными методами. А.Б. Бакушинский, Б.Т. Поляк сформулировали общие принципы построения регуляризующих алгоритмов в банаховых пространствах [44]. Метод обобщенной невязки был предложен А.В. Гончарским, А.С. Леоновым, А.Г. Яголой [53]. Монография А.Б. Бакушинского, А.В. Гончарского [43] посвящена итеративной регуляризации вариационных неравенств с монотонными операторами, которые единообразно описывают многие постановки задач с априорной информацией. В работе [42] А.Б. Бакушинский предложил модификацию метода Гаусса – Ньютона в духе итеративной регуляризации и исследовал его на сходимость. Метод Гаусса – Ньютона был также исследован в работах B. Blaschke, A. Neubauer, O. Scherzer, B. Kaltenbacher, A.G.Ramm [3; 12].

Регуляризующие алгоритмы, предназначенные для решения плохо обусловленных систем линейных уравнений, интегральных уравнений Фредгольма приводятся в монографии А.Н. Тихонова, А.С. Леонова и А.Г. Яголы [104]. В приложениях А.Г. Ягола рассмотрел различные обратные задачи колебательной спектроскопии, оптики и др. [22], [41], [81], [17].

Методам решения операторных уравнений первого рода посвящены работы В.П. Тананы [94; 96] и монография [95]. Был предложен метод L -регуляризации, представляющий собой разновидность метода Тихонова, расшириивший класс регуляризуемых задач [97; 98].

Регуляризующие алгоритмы в пространствах функций ограниченной вариации были впервые предложены М.Г. Дмитриевым, В.С. Полещуком [55], И.Ф. Дорофеевым [56]. Далее в работах А.В. Гончарского и В.В. Степанова [54] А.Л. Агеева [33] была доказана равномерная сходимость приближенных решений. Подход, изложенный в [108], основан на идеи двухэтапного алгоритма: построении приближенного решения исходного операторного уравнения из условия минимизации регуляризованной невязки на априорном множестве, где привлекается информация о неотрицательности, монотонности и выпуклости решения.

На втором этапе для решения корректно поставленной экстремальной задачи применяются методы градиентного типа, линеаризованные методы, или алгоритмы, специально ориентированные на определенный класс априорных ограничений.

Для решения систем нелинейных уравнений предложены методы в работах Л.В. Канторовича [64], Б.Т. Поляка [84], J. M. Ortega и W. C. Rheinboldt [23], A. Neubauer, O. Scherzer [19; 25], M.J.D. Powell [24], J.E. Dennis, R.B. Schnabel, P.D. Frank [4], C.T. Kelley [13], R.B. Schnabel и P.D. Frank [27] для решения систем уравнений с сингулярной или плохо обусловленной матрицей Якоби, J.C. Gilbert, J. Nocedal, S.J. Wright [5; 21]. Термин « α -процессы», характеризующий класс нелинейных итерационных методов (где оператор шага нелинеен) для решения линейного уравнения с ограниченным самосопряженным положительно полуопределенным оператором, был введен в монографии М.А. Красносельского, Г.М. Вайникко, П.П. Забрейко [66]. Сходимость и устойчивость

методов наискорейшего спуска и минимальной ошибки исследовалась авторами A. Neubauer, O. Scherzer в работе [20].

L. Landweber в статье [16] 1951 г. предложил метод для решения линейных интегральных уравнений Фредгольма I рода. В дальнейшем авторы M. Hanke, A. Neubauer и O. Scherzer [9; 18; 20] применили метод Ландвебера для решения нелинейных нерегулярных уравнений, доказали теоремы о сходимости и исследовали скорость сходимости метода. Градиентные методы с применением метода Ландвебера исследовались М.Ю. Кокуриным в работах [14; 15].

В работах [7; 8] M. Hanke предложил новую схему метода Левенберга – Марквардта для решения некорректных задач на примере задачи фильтрации.

B.B. Васиным предложен подход к решению задач с априорной информацией в работах [46; 47] и в монографиях [32; 49], основанный на применении фейеровских отображений для учета априорных ограничений в форме выпуклых неравенств. Термин «фейеровское отображение» введен Ереминым в работах [57–59] на основе идей венгерского математика Фейера. Отображения, обладающие свойством фейеровости, позволяют строить итерационные процессы с учетом априорных ограничений достаточно общего вида и, в отличие от метрической проекции, допускают эффективную реализацию. На основе α -процессов были предложены регуляризованные методы решения линейных операторных уравнений Фредгольма I рода, возникающих, например, при решении линейных обратных задач гравиметрии. Также Васин доказал сильную сходимость метода Левенберга – Марквардта и его модифицированного варианта для решения регуляризованного по Тихонову нелинейного уравнения. Были приведены численные эксперименты для нелинейной обратной задачи гравиметрии в работах B.B. Васина и Г.Я. Пересторониной [50], B.B. Васина [48]. Они показали, что основной процесс Левенберга – Марквардта существенно превосходит по точности модифицированный вариант и не требует жестких условий

на начальное приближение, но обладает большей вычислительной сложностью, и, следовательно, требует больших затрат машинного времени.

При исследовании методов решения некорректных задач важное место занимает оценка погрешности регуляризованного решения по отношению к точному решению. Для уравнения с монотонным оператором исследовался метод Лаврентьева U. Tautenhahn [28; 29], стратегия выбора параметра регуляризации по Тихонову исследовался авторами Q. Jin Zong-Yi Hou, O. Scherzer, H. W. Engl и K. Kunisch [10; 11; 26]. В.П. Тананой была доказана сходимость решения L -регуляризованной вариационной задачи к решению исходного операторного уравнения первого рода, продемонстрировав на примере двумерной обратной задачи гравиметрии [98].

Обратные задачи гравиметрии и магнитометрии в случае одной контактной поверхности в виде интегральных уравнений были поставлены Б.В. Нумеровым и Н.Р. Малкиным [74; 80]. Вопросами единственности решения обратных задач теории потенциала занимались в разное время авторы П.С. Новиков [79], М.М. Лаврентьев, В.К. Иванов, А.И. Прилепко [85], А.В. Цирульский, Н. В. Федорова, В. В. Кормильцев [106; 107].

Методы решения структурных обратных задач гравиметрии и магнитометрии предложены в работах В.Б. Гласко и др.[52], В.Н. Страхова [89—93], П.С. Мартышко [75; 77]. Метод локальных поправок, использующий свойства изменения гравитационного поля в отдельной точке предложен И.Л. Пруткиным [86—88], на этой же идеи основывается метод В.Е. Мисилова [1; 2].

Вопросы параллельных вычислений рассмотрены в монографиях В.В. Воеводина и Вл.В. Воеводина [51], Дж. Ортеги [82], Д.К. Фаддеева, В.Н. Фаддеевой [105]. Параллельные алгоритмы для решения задач гравиметрии и магнитометрии исследуются в работах Е.Н. Акимовой [34—36; 39; 40].

Цели и задачи диссертационной работы: построить новые методы

решения нелинейных операторных уравнений первого рода в гильбертовом пространстве, исследовать их сходимость. Предложить методы решения обратной задачи гравиметрии, использующие особенности физической модели.

Научная новизна. Результаты, полученные в диссертационной работе, являются новыми и состоят в следующем:

в рамках двухэтапного метода построения регуляризующего алгоритма обоснована сходимость метода Ньютона и нелинейных аналогов альфа-процессов: метод минимальной ошибки (ММО), метод наискорейшего спуска (МНС) и метод минимальных невязок (ММН). Также установлена сходимость модифицированных вариантов методов ММО, МНС, ММН, когда производная оператора вычисляется в начальной точке итераций. Рассмотрены два случая: оператор задачи является монотонным, либо оператор является конечномерным и его производная имеет неотрицательный спектр.

Для решения систем нелинейных интегральных уравнений с ядром оператора структурной обратной задачи гравиметрии для модели двуслойной среды предложен экономичный покомпонентный метод, основанный на методе Ньютона.

Для решения систем нелинейных уравнений структурных обратных задач гравиметрии в многослойной среде предложен покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта с весовыми множителями.

Предложена вычислительная оптимизация метода Ньютона и его модифицированного варианта в виде перехода от плотно заполненной матрицы производной оператора к ленточной в силу особенности строения ядер интегральных операторов задач грави-магнитометрии.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для решения нелинейных операторных уравнений. В частности, на практике можно применять для обратных за-

дач теории потенциала, для различных обратных задач фильтрации.

Положения, выносимые на защиту:

1. Для нелинейного уравнения с монотонным оператором доказаны теоремы о сходимости регуляризованного метода Ньютона. Построены нелинейные аналоги α -процессов — регуляризованные методы градиентного типа для решения нелинейного уравнения с монотонным оператором: метод минимальной ошибки, метод наискорейшего спуска, метод минимальных невязок. Доказаны теоремы сходимости и сильная фейеровость итерационных процессов.

Для задачи с немонотонным оператором, производная которого имеет неотрицательный спектр, доказаны теоремы сходимости методов Ньютона, нелинейных α -процессов и их модифицированных вариантов.

2. Для решения систем нелинейных интегральных уравнений с ядром оператора структурной обратной задачи гравиметрии для модели двухслойной среды предложен покомпонентный метод типа Ньютона и показана его экономичность при решении модельных задач на больших сетках. Предложена вычислительная оптимизация метода Ньютона и его модифицированного варианта при решении задач с матрицей производной, близкой к ленточной; на примере решения обратной задачи гравиметрии продемонстрирована вычислительная экономичность модификации. Для решения систем нелинейных уравнений структурных обратных задач гравиметрии для моделей многослойной среды предложен покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта с весовыми множителями.

3. Для решения обратных задач гравиметрии и магнитометрии разработан комплекс параллельных программ, с использованием многоядерных процессоров и с вычислением на графических процессорах (видеокартах) для покомпонентных методов и метода Ньютона и модифицированного варианта.

Степень достоверности и апробация результатов. Результаты, по-

лученные в работе над диссертацией, полностью подтверждаются численными экспериментами. Основные результаты по материалам диссертационной работы докладывались на конференциях:

1. XIV и XV Уральская молодежная научная школа по геофизике (Пермь, 2013 г., Екатеринбург 2014 г.);
2. Международная коференция «Параллельные вычислительные технологии» (Ростов-на-Дону, 2014 г., Екатеринбург, 2015 г., Казань, 2017 г.);
3. Международная конференция «Геоинформатика: теоретические и прикладные аспекты» (Киев 2014, 2015, 2016 г.)
4. Международная конференция «Актуальные проблемы вычислительной и прикладной математики» (Новосибирск, 2014 г.)
5. Международный научный семинар по обратным и некорректно поставленным задачам (Москва, 2015 г.)

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 11 печатных работах, из них 3 статей в рецензируемых научных изданиях [112; 116; 118], 3 рекомендованных ВАК и проиндексированных Scopus [110; 111; 115], 3 статей в сборниках трудов конференций и 2 тезисов докладов.

Личный вклад автора. Подготовка к публикации работ проводилась совместно с соавторами. Все результаты, представленные в данной работе, получены автором лично. Защищаемые положения отражают вклад автора в опубликованных работах. В работе [118] автору диссертации принадлежат построение методов для решения нелинейных уравнений на основе α -процессов, доказательства сходимости и сильной фейеровости регуляризованного метода Ньютона, сильной фейеровости нелинейных α -процессов для монотонного оператора и оператора, производная которого имеет неотрицательный спектр, результаты численного моделирования. В работах [113; 114; 116; 121] автором проведено численное моделирование для методов ньютоновского типа с разработкой парал-

лельных программ для метода Ньютона и его модифицированного варианта. В статье [119], [120] автор реализовал параллельный алгоритм линеаризованного метода минимальной ошибки. В работе [115] автором предложена вычислительная оптимизация метода Ньютона и поставлен вычислительный эксперимент, разработаны параллельная программы. В работах [109—111] автором предложены методы покомпонентного типа Ньютона и Левенберга – Марквардта, проведены численные эксперименты, написаны параллельные программы для задач с большими сетками. В работе [117] автору принадлежат доказательства сходимости модифицированных методов на основе α -процессов в случае монотонного оператора задачи, а также результаты расчетов на ЭВМ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 119 страниц, включая 18 рисунков, 14 таблиц. Библиография включает 112 наименований, в том числе 12 публикаций автора.

Глава 1

Решение уравнений с монотонным оператором

В первой главе рассматриваются методы решения некорректных задач с монотонным оператором. В рамках двухэтапного подхода, где на первом этапе происходит регуляризация по Лаврентьеву, на втором этапе решения задачи применяются регуляризованные алгоритмы. Первый параграф главы посвящен вопросам сходимости регуляризованного метода Ньютона. Второй параграф содержит схемы построения итерационных процессов градиентного типа — нелинейных α -процессов и доказывается их сходимость. В третьем параграфе иллюстрируются особенности применения рассмотренных в данной главе итерационных методов к нелинейному интегральному уравнению и приводятся результаты численного моделирования.

1.1. Метод Ньютона

Рассматривается нелинейное уравнение

$$A(u) = f \quad (1.1)$$

в гильбертовом пространстве U с монотонным непрерывно дифференцируемым по Фреше оператором A , для которого обратные операторы $A'(u)^{-1}$, A^{-1} разрывны, что влечет некорректность задачи (1.1). Для построения регуляризующего алгоритма (РА) используется двухэтапный метод, в котором на первом этапе используется регуляризация по схеме Лаврентьева

$$A(u) + \alpha(u - u^0) - f_\delta = 0, \quad (1.2)$$

где $\|f - f_\delta\| \leq \delta$, u_0 — некоторое приближение к решению; а на втором этапе для аппроксимации регуляризованного решения u_α применяется регуляризованный метод Ньютона (РМН)

$$u^{k+1} = u^k - \gamma(A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{-1}(A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta) \equiv T(u^k). \quad (1.3)$$

Здесь $\alpha, \bar{\alpha}$ — положительные параметры регуляризации, $\gamma > 0$ — демпфирующий множитель (параметр регулировки шага).

Так как оператор A — монотонный, то его производная $A'(u^k)$ — неотрицательно определенный оператор. Следовательно, операторы $(A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{-1}$ существуют и ограничены, следовательно, процесс (1.3) определен корректно.

Ранее в рамках двухэтапного подхода в работах В.В. Васина [30; 116] исследовался модифицированный метод Ньютона, когда вместо $A'(u^k)$ в (1.3) используется производная в начальной точке $A'(u^0)$ в ходе всего итерационного

процесса, где $A'(u^0)$ — самосопряженный неотрицательно определенный оператор

$$u^{k+1} = u^k - \gamma(A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{-1}(A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta) \equiv T(u^k).$$

Пусть имеются следующие условия

$$\|A(u) - A(v)\| \leq N_1 \|u - v\|, \quad \forall u, v \in U, \quad (1.4)$$

$$\|A'(u) - A'(v)\| \leq N_2 \|u - v\|, \quad \forall u, v \in U. \quad (1.5)$$

и известна оценка для нормы производной в точке u^0 (начальном приближении), т.е.

$$\|A'(u^0)\| \leq N_0 \leq N_1, \quad \|u^0 - u_\alpha\| \leq r. \quad (1.6)$$

Замечание 1.1. Начальное приближение в неравенстве (1.6) в общем случае не обязано совпадать с u^0 в схеме (1.2). Однако, для простоты изложения, будем считать, что это один и тот же элемент. Кроме того, для монотонного оператора A оператор $A + \alpha I$ — равномерно монотонный, поэтому при выполнении условия 1.4 согласно ([67], теорема 43.7), регуляризованное уравнение (1.2) имеет единственное решение.

Теорема 1.1. Пусть A — монотонный оператор, для которого выполнены условия (1.4), (1.5) для $u, v \in S_r(u_\alpha)$, $r \leq \alpha/N_2$, $0 < \alpha \leq \bar{\alpha}$, $u^0 \in S_r(u_\alpha)$.

Тогда для процесса (1.3) с $\gamma = 1$ имеет место линейная скорость сходимости метода при аппроксимации единственного решения u_α регуляризованного уравнения (1.2)

$$\|u^k - u_\alpha\| \leq q^k r, \quad q = \left(1 - \frac{\alpha}{2\bar{\alpha}}\right). \quad (1.7)$$

Доказательство. Учитывая, что для монотонного оператора A $\|(A'(u) + \bar{\alpha}I)^{-1}\| \leq$

$1/\bar{\alpha}$, а из (1.5) следует справедливость разложения

$$A(u_\alpha) = A(u^k) + A'(u^k)(u_\alpha - u^k) + \xi, \quad \|\xi\| \leq \frac{N_2}{2} \|u_\alpha - u^k\|^2,$$

приходим к соотношению

$$\begin{aligned} u^{k+1} - u_\alpha &= u^k - u_\alpha - (A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{-1}(A(u^k) - A(u_\alpha) + \alpha(u^k - u_\alpha)) = u^k - u_\alpha \\ &\quad - (A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{-1}(A'(u^k)(u^k - u_\alpha) + \bar{\alpha}(u^k - u_\alpha) - \xi + (\alpha - \bar{\alpha})(u^k - u_\alpha)). \end{aligned}$$

Из полученного соотношения вытекает оценка

$$\begin{aligned} \|u^{k+1} - u_\alpha\| &\leq \frac{1}{\bar{\alpha}} \left(\frac{N_2 \|u^k - u_\alpha\|^2}{2} + (\bar{\alpha} - \alpha) \|u^k - u_\alpha\| \right) \\ &\leq \left(1 - \frac{\alpha}{\bar{\alpha}} + \frac{N_2}{2\bar{\alpha}} \|u^k - u_\alpha\| \right) \|u^k - u_\alpha\|. \end{aligned}$$

Имея $\|u^0 - u_\alpha\| \leq r \leq \alpha/N_2$ и предполагая $\|u^k - u_\alpha\| \leq q^k r$, по индукции приходим к оценке (1.7).

Усиленное свойство Фейера ([32], определение 1.3) для оператора T означает, что для некоторого $\nu > 0$ выполнено соотношение

$$\|T(u) - z\|^2 \leq \|u - z\|^2 - \nu \|u - T(u)\|^2, \quad (1.8)$$

где $z \in Fix(T)$ — множество неподвижных точек оператора T . Это влечет для итерационных точек u^k , порождаемых процессом $u^{k+1} = T(u^k)$, выполнение неравенства

$$\|u^{k+1} - z\|^2 \leq \|u^k - z\|^2 - \nu \|u^k - u^{k+1}\|^2. \quad (1.9)$$

Важным свойством фейеровских операторов является замкнутость относительно операций произведения и взятия выпуклой суммы. Располагая итерационны-

ми процессами с фейеровским оператором шага и общим множеством неподвижных точек, можно конструировать разнообразные гибридные методы, а также учитывать в итерационном алгоритме априорные ограничения на решение в виде системы линейных или выпуклых неравенств.

Установим усиленное свойство Фейера для оператора шага T в методе (1.3).

Теорема 1.2. *Пусть для монотонного оператора A выполнены условия (1.4) – (1.6), $A'(u^0)$ — самосопряженный оператор, $\|u_\alpha - u^0\| \leq r$ и для параметров справедливы соотношения*

$$0 \leq \alpha \leq \bar{\alpha}, \quad \bar{\alpha} \geq 4N_1, \quad r \leq \alpha/8N_2. \quad (1.10)$$

Тогда для оператора

$$F(u) = (A'(u) + \bar{\alpha}I)^{-1}(A(u) + \alpha(u - u^0) - f_\delta)$$

справедлива оценка снизу

$$\langle F(u), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{\alpha}{4\bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|^2 \quad \forall u \in S_r(u_\alpha). \quad (1.11)$$

Доказательство. Введем обозначение $B(u) = A'(u) + \bar{\alpha}I$. Принимая во внимание, что u_α — решение уравнения (1.2), имеем

$$\begin{aligned} \langle F(u), u - u_\alpha \rangle &= \langle F(u) - F(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle = \alpha \langle B^{-1}(u)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \\ &\quad + \langle B^{-1}(u)(A(u) - A(u_\alpha)), u - u_\alpha \rangle. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Учитывая, что $A'(u^0)$ — самосопряженный и, ввиду монотонности A , неотрицательно определенный оператор, для первого слагаемого в правой части равен-

ства (1.12), получаем

$$\begin{aligned}
& \alpha \langle B^{-1}(u)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle = \alpha \langle B^{-1}(u^0)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \\
& + \alpha \langle (B^{-1}(u) - B^{-1}(u^0))(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{\alpha}{\bar{\alpha} + N_0} \|u - u_\alpha\|^2 \\
& - \alpha |\langle B^{-1}(u)(B(u^0) - B(u))B^{-1}(u^0)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle| \\
& \geq \left(\frac{\alpha}{\bar{\alpha} + N_0} - \frac{\alpha N_2 \|u - u^0\|}{\bar{\alpha}^2} \right) \|u - u_\alpha\|^2 \\
& \geq \left(\frac{\alpha}{\bar{\alpha} + N_0} - \frac{2\alpha N_2 r}{\bar{\alpha}^2} \right) \|u - u_\alpha\|^2,
\end{aligned} \tag{1.13}$$

где использовано неравенство $\|u - u^0\| \leq \|u - u_\alpha\| + \|u_\alpha - u^0\| \leq 2r$. Для второго слагаемого в правой части (1.12) имеем

$$\begin{aligned}
& \langle B^{-1}(u)(A(u) - A(u_\alpha)), u - u_\alpha \rangle = \langle B^{-1}(u^0)(A(u) - A(u_\alpha)), u - u_\alpha \rangle \\
& + \langle (B^{-1}(u) - B^{-1}(u^0))(A(u) - A(u_\alpha)), u - u_\alpha \rangle \\
& = \langle B^{-1}(u^0) \int_0^1 (A'(u_\alpha + \theta(u - u_\alpha)) - A'(u^0)) d\theta(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \\
& + \langle B^{-1}(u^0) A'(u^0)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \\
& + \langle (B^{-1}(u) - B^{-1}(u^0))(A(u) - A(u_\alpha)), u - u_\alpha \rangle \\
& \geq -\frac{N_2}{\bar{\alpha}} \int_0^1 \|u_\alpha + \theta(u - u_\alpha) - u^0\| d\theta \|u - u_\alpha\|^2 \\
& - \frac{1}{\bar{\alpha}^2} (\|A'(u) - A'(u^0)\| \|A(u) - A(u_\alpha)\| \|u - u_\alpha\|) \\
& \geq -\frac{N_2}{2\bar{\alpha}} (\|u_\alpha - u^0\| + \|u - u^0\|) \|u - u_\alpha\|^2 - \frac{N_1 N_2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u^0\| \|u - u_\alpha\|^2 \\
& \geq -\frac{3N_2 r}{2\bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|^2 - \frac{2r N_1 N_2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2.
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Объединяя (1.13), (1.14), приходим к неравенству

$$\langle F(u), u - u_\alpha \rangle \geq \left(\frac{\alpha}{\bar{\alpha} + N_0} - \frac{2N_2 r \alpha}{\bar{\alpha}^2} - \frac{3N_2 r}{2\bar{\alpha}} - \frac{2r N_1 N_2}{\bar{\alpha}^2} \right) \|u - u_\alpha\|^2,$$

откуда с учетом условий (1.10) на параметры $\alpha, \bar{\alpha}, r$, а также неравенства $N_1 \geq N_0$, приходим к оценке (1.11).

Теорема 1.3. *Пусть выполнены условия теоремы 1.2. Тогда при*

$$\gamma < \frac{\alpha \bar{\alpha}}{2(N_1 + \alpha)^2} \quad (1.15)$$

оператор шага T процесса (1.3) при

$$\nu = \frac{\alpha \bar{\alpha}}{2\gamma(N_1 + \alpha)^2} - 1 \quad (1.16)$$

удовлетворяет неравенству (1.8), для итераций u^k справедливо соотношение (1.9) и имеет место сходимость

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \|u^k - u_\alpha\| = 0. \quad (1.17)$$

Если параметр γ принимает значение

$$\gamma_{opt} = \frac{\alpha \bar{\alpha}}{4(N_1 + \alpha)^2}, \quad (1.18)$$

то справедлива оценка

$$\|u^k - u_\alpha\| \leq q^k r, \quad q = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{16(N_1 + \alpha)^2}}. \quad (1.19)$$

Доказательство. В условиях теоремы справедливо неравенство

$$\|F(u)\|^2 \leq \|B^{-1}(u)\|^2 \|A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha)\|^2 \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2, \quad (1.20)$$

которое вместе с (1.11) влечет соотношение

$$\|F(u)\|^2 \leq \frac{4(N_1 + \alpha)^2}{\alpha \bar{\alpha}} \langle F(u), u - u_\alpha \rangle. \quad (1.21)$$

Условие (1.8) на оператор шага T эквивалентно

$$\|F(u)\|^2 \leq \frac{2}{\gamma(1 + \nu)} \langle F(u), u - u_\alpha \rangle. \quad (1.22)$$

Сравнивая неравенства (1.21) и (1.22), получаем условие (1.15) для γ и выражение (1.16) для ν .

При $u = u^k$ из неравенства (1.8) вытекает (1.9) и соотношение

$$\|u^k - T(u^k)\| = \gamma \|F(u^k)\| \rightarrow 0, \quad k \rightarrow \infty,$$

что вместе с (1.11) влечет сходимость (1.17). Принимая во внимание (1.11), (1.20), имеем неравенство

$$\begin{aligned} \|u^{k+1} - u_\alpha\|^2 &= \|u^k - u_\alpha\|^2 - 2\gamma \langle F(u^k), u^k - u_\alpha \rangle + \gamma^2 \|F(u^k)\|^2 \\ &\leq \left(1 - \gamma \frac{\alpha}{2\bar{\alpha}} + \gamma^2 \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2}\right) \|u^k - u_\alpha\|^2 \end{aligned} \quad (1.23)$$

При значениях $\gamma = \gamma_{opt}$ из (1.18) выражение в круглых скобках неравенства (1.23) достигает минимума и при $\gamma = \gamma_{opt}$ параметр q вычисляется по формуле, представленной в (1.19).

1.2. Нелинейные альфа-процессы

Для решения уравнения (1.2) могут применяться методы градиентного типа, которые мы назовем нелинейными α -процессами

$$u^{k+1} = u^k - \gamma \frac{\langle (A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle}{\langle (A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa+1} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle} S_{\alpha}(u^k) \equiv T(u^k) \quad (1.24)$$

при $\varkappa = -1, 0, 1$. Здесь $\alpha, \bar{\alpha}$ — положительные параметры регуляризации, $\gamma > 0$ — параметр регулировки шага, $S_{\alpha}(u) = A(u) + \alpha(u - u^0) - f_{\delta}$.

Сначала опишем экстремальные принципы, которые используются при построении процессов (1.24) для нелинейного монотонного оператора A . Используя разложение Тейлора в точке u^k и удерживая лишь два члена, приходим к линейному уравнению

$$A(u^k) + A'(u^k)(u - u^k) = f_{\delta}.$$

Зададим итерационный процесс в следующем виде

$$u^{k+1} = u^k - \beta(A(u^k) - f_{\delta})$$

и найдем параметр β из условия

$$\min_{\beta} \|u^k - \beta(A(u^k) - f_{\delta}) - z\|^2, \quad (1.25)$$

где z — решение уравнения $A'(u^k)z = F^k$, $F^k = f_{\delta} + A'(u^k)u^k - A(u^k)$. Заменяя теперь оператор $A(u)$ на $A(u) + \alpha(u - u^0)$, а $A'(u^k)$ на $A'(u^k) + \bar{\alpha}I$, получаем процесс (1.24) при $\varkappa = -1$ и $\gamma = 1$, т.е. нелинейный регуляризованный вариант

ММО. Если теперь вместо (1.25) использовать экстремальные принципы

$$\min_{\beta} \{ \langle A'(u^k)u^{k+1}, u^{k+1} \rangle - 2\langle u^{k+1}, F(u^k) \rangle \},$$

либо

$$\min_{\beta} \{ \|A'(u^k)(u^k - \beta(A(u^k) - f_\delta) - F(u^k)\|^2 \}, \quad (1.26)$$

то получаем после тех же замен нелинейный регуляризованный аналог МНС, т.е. (1.24) при $\varkappa = 0$ и $\gamma = 1$, либо ММН, т.е. (1.24) при $\varkappa = 1$, $\gamma = 1$ с учетом следующего замечания.

Замечание 1.2. *Формула (1.24) при $\varkappa = 1$ справедлива лишь для самосопряженного оператора $A'(u)$. В общем же случае, знаменатель дроби при $\varkappa = 1$ следует заменить на $\|(A'(u) + \alpha I)S_\alpha(u)\|^2$, как это следует из условия минимума задачи (1.26). Это обстоятельство будет учтено во всех выкладках в главах 1, 2.*

Установим сходимость процесса (1.24) при $\varkappa = -1, 0, 1$ к решению уравнения (1.2). Как и прежде, используем обозначения:

$$B(u) = A'(u) + \bar{\alpha}I, \quad S_\alpha(u) = A(u) + \alpha(u - u^0) - f_\delta,$$

а также введем новое

$$\beta^\varkappa = \frac{\langle B^\varkappa(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\langle B^{\varkappa+1}(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}, \quad F^\varkappa(u) = \beta^\varkappa S_\alpha(u),$$

где при $\varkappa = 1$ в B^\varkappa следует заменить знаменатель на $\|B(u)S_\alpha(u)\|^2$ (см. замечание 1.2).

Теорема 1.4. *Пусть для монотонного оператора A выполнены условия (1.4) – (1.6) и $A'(u^0)$ – самосопряженный оператор. Кроме того, для ММО пар-*

метры $\alpha, \bar{\alpha}, r, N_2, N_0$ удовлетворяют дополнительным соотношениям:

$$\alpha \leq \bar{\alpha}, \quad r \leq \alpha/8N_2, \quad \bar{\alpha} \geq N_0. \quad (1.27)$$

Тогда справедливы соотношения

$$\|F^\varkappa(u)\|^2 \leq \mu_\varkappa \langle F^\varkappa(u), u - u_\alpha \rangle, \quad \varkappa = -1, 0, 1, \quad (1.28)$$

т.е.

$$\mu_{-1} = \frac{4(N_1 + \alpha)^2}{\alpha \bar{\alpha}}, \quad \mu_0 = \frac{(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})}{\alpha \bar{\alpha}^2}, \quad \mu_1 = \frac{(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^2}{\alpha \bar{\alpha}^3}, \quad (1.29)$$

соответственно для ММО, МХС, ММН.

Доказательство. Рассмотрим ММО, т.е. (1.24) при $\varkappa = -1$. Принимая во внимание монотонность оператора A , самосопряженность и неотрицательность $A'(u^0)$ и условия на параметры (1.27), имеем (ниже $F^{-1}(u)$, $B^{-1}(u)$, означает $F^\varkappa(u)$, $B^\varkappa(u)$ при $\varkappa = -1$) имеем

$$\begin{aligned} \langle F^{-1}(u), u - u_\alpha \rangle &= \beta^{-1}(u) \langle A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \geq \alpha \beta^{-1}(u) \|u - u_\alpha\|^2 \\ &\geq \alpha \left(\frac{\langle B^{-1}(u^0) S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|S_\alpha(u)\|^2} - \frac{|\langle (B^{-1}(u) - B^{-1}(u^0)) S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle|}{\|S_\alpha(u)\|^2} \right) \\ &\times \|u - u_\alpha\|^2 \geq \left(\frac{\alpha}{N_0 + \bar{\alpha}} - \alpha \|B^{-1}(u)\| \|B^{-1}(u^0)\| \|A'(u) - A'(u^0)\| \right) \|u - u_\alpha\|^2 \\ &\geq \left(\frac{\alpha}{N_0 + \bar{\alpha}} - \frac{2\alpha N_2 r}{\bar{\alpha}^2} \right) \|u - u_\alpha\|^2 \geq \frac{\alpha}{4\bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|^2, \end{aligned} \quad (1.30)$$

где учтено, что $\|u - u^0\| \leq \|u - u_\alpha\| + \|u_\alpha - u^0\| \leq 2r$. Кроме того, выполнены

неравенства

$$\begin{aligned} \|F^{-1}(u)\|^2 &= |\beta^{-1}(u)|^2 \|A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha)\|^2 \leq (N_1 + \alpha)^2 \|B^{-1}(u)\|^2 \|u - u_\alpha\|^2 \\ &\leq \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Объединяя (1.30) и (1.31), получаем

$$\|F^{-1}(u)\|^2 \leq \frac{4(N_1 + \alpha)^2}{\alpha \bar{\alpha}} \langle F^{-1}(u), u - u_\alpha \rangle. \quad (1.32)$$

Перейдем к оценке МНС ($\varkappa = 0$). Из соотношений

$$\begin{aligned} \langle F^0(u), u - u_\alpha \rangle &= \beta^0(u) \langle A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \geq \alpha \beta^0(u) \|u - u_\alpha\|^2 \\ &= \alpha \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{\langle A'(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}\|S_\alpha(u)\|^2} \|u - u_\alpha\|^2 \geq \frac{\alpha}{N_1 + \bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|^2, \quad (1.33) \\ \|F^0(u)\|^2 &= \|\beta^0(u)\|^2 \|S_\alpha(u) - S_\alpha(u_\alpha)\|^2 \\ &\leq \frac{(N_1 + \alpha)^2 \|S_\alpha(u)\|^4 \|u - u_\alpha\|^2}{|\langle A'(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}\|S_\alpha(u)\|^2|^2} \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2, \quad (1.34) \end{aligned}$$

приходим к неравенству

$$\|F^0(u)\|^2 \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2 (N_1 + \bar{\alpha})}{\alpha \bar{\alpha}^2} \langle F^0(u), u - u_\alpha \rangle.$$

Обратимся теперь к ММН (см. замечание (1.2)). Имеем неравенства:

$$\begin{aligned} \langle F^1(u), u - u_\alpha \rangle &\geq \alpha \beta^1(u) \|u - u_\alpha\|^2 = \alpha \frac{\langle (A'(u) + \bar{\alpha}I)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|B(u)S_\alpha(u)\|^2} \|u - u_\alpha\|^2 \\ &\geq \frac{\alpha \bar{\alpha}}{\|B(u)\|^2} \|u - u_\alpha\|^2 \geq \frac{\alpha \bar{\alpha}}{(N_1 + \bar{\alpha})^2} \|u - u_\alpha\|^2, \quad (1.35) \\ \|F^1(u)\| &\leq \frac{(N_1 + \alpha) \langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|B(u)S_\alpha(u)\|^2} \|u - u_\alpha\| \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\leq \frac{(N_1 + \alpha)\langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\langle B(u)S_\alpha(u), B(u)S_\alpha(u) \rangle} \|u - u_\alpha\| \\
&= \frac{(N_1 + \alpha)\langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle \|u - u_\alpha\|}{\|A'(u)S_\alpha(u)\|^2 + \alpha\langle A'(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}\langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle} \\
&\leq \frac{N_1 + \alpha}{\bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|
\end{aligned} \tag{1.36}$$

из которых вытекает оценка

$$\|F^1(u)\|^2 \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^2}{\alpha\bar{\alpha}^3} \langle F^1(u), u - u_\alpha \rangle.$$

Таким образом, доказана справедливость неравенства (1.28) при значениях μ_\varkappa из (1.29).

Теорема 1.5. *Пусть выполнены условия теоремы (1.4). Тогда при*

$$\gamma_\varkappa < \frac{2}{\mu_\varkappa} \quad (\varkappa = -1, 0, 1) \tag{1.37}$$

для последовательности $\{u^k\}$, порождаемой процессом (1.24) при соответствующем \varkappa , имеет место сходимость

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \|u^k - u_\alpha\| = 0,$$

а при

$$\gamma_\varkappa^{opt} = \frac{1}{\mu_\varkappa} \tag{1.38}$$

справедлива оценка

$$\|u^{k+1} - u_\alpha\| \leq q_\varkappa^k r,$$

где

$$q_{-1} = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{16(N_1 + \alpha)^2}}, \quad q_0 = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2\bar{\alpha}^2}{(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^2}},$$

$$q_1 = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \bar{\alpha}^4}{(N_1 + \bar{\alpha})^4}}. \quad (1.39)$$

Доказательство. Сопоставляя неравенство (1.22) при $F(u) = F^\varkappa(u)$ ($\varkappa = -1, 0, 1$) с соотношением (1.28), находим, что при γ_\varkappa , удовлетворяющем (1.37), условие фейеровости выполняется для всех трех процессов. Поэтому сходимость итераций при выполнении условия (1.37) устанавливается аналогично теореме (1.3), касающейся метода Ньютона. Подставляя в (1.23) $F^\varkappa(u^k)$ и используя оценки (1.31), (1.32) (при $\varkappa = -1$), (1.33), (1.34) (при $\varkappa = 0$), (1.35), (1.36) (при $\varkappa = 1$), вычисляем выражение в круглых скобках в правой части неравенства (1.23) для каждого метода. Минимизируя это выражение по γ , получаем значение γ_\varkappa^{opt} , определяемое формулой (1.38) и вычисляем коэффициенты q_\varkappa , которые принимают вид из (1.39).

1.3. Численные эксперименты

Продемонстрируем особенности применения итерационных методов (1.3), (1.24) на примере решения нелинейного интегрального уравнения с монотонным оператором. Пример задачи взят из [28].

Цель экспериментов — подтвердить на примере решения модельной задачи теоремы сходимости для регуляризованного метода Ньютона и градиентных методов.

Рассматривается ДУ с $x(t), y(t)$, $t \in [0, 1]$ с заданной константой $c_0 > 0$

$$\frac{dy}{dt} = x(t)y(t), \quad y(0) = c_0, \quad (1.40)$$

где $x(t), y(t) \in L^2[0, 1]$. Интегрируя (1.40), приходим к нелинейному операторному уравнению

$$F(x) = y, \quad (1.41)$$

где

$$[F(x)](t) = c_0 e^{\int_0^t x(\tau) d\tau},$$

действует из $L^2[0, 1]$ в $L^2[0, 1]$. В случае, когда правая часть задана с шумом $y^\delta(t) = y(t)e^{\frac{\delta}{5}\sin(t/\delta^2)}$, при $y^\delta \rightarrow y$ в $L^2[0, 1]$, величина $\|x - x^\delta\| = \|\frac{1}{\delta}\cos(t/\delta^2)\| \rightarrow \infty$ при $\delta \rightarrow 0$. Этот факт показывает, что задача (1.41) поставлена некорректно.

Запишем производную оператора

$$[F'(x)h](t) = [F(x)](t) \int_0^t h(\tau) d\tau. \quad (1.42)$$

Так как $[F(x)](t) \geq 0$ и $\langle \int_0^t h(\tau) d\tau, h \rangle \geq 0$, производная оператора неотрицательно определена $\langle F'(x)h, h \rangle \geq 0$. Оператор F монотонен. Для проверки условий Липшица для операторов $F, F'(x)$ в шаре $S_r(u_\alpha)$ используем оценки:

$$\left\| \int_0^1 h(\tau) d\tau \right\| \leq \|h\|, |e^\lambda - e^\mu| \leq |\lambda - \mu| \max\{e^\lambda, e^\mu\}$$

$$\|F(u) - F(v)\| \leq c_0 \|e^{\int_0^1 u(\tau) d\tau} - e^{\int_0^1 v(\tau) d\tau}\| \leq c_0 \max\{e^{\|u\|}, e^{\|v\|}\} \|u - v\|,$$

$$\|(F'(u) - F'(v))h\| \leq \|F(u) - F(v)\| \|h\| \leq c_0 \max\{e^{\|u\|}, e^{\|v\|}\} \|h\| \|u - v\|.$$

Также имеем оценку нормы производной в начальном приближении $\|F'(x^0)h\| \leq c_0 e^{\|x^0\|} \|h\|$, т.е. $\|F'(x^0)\| \leq c_0 e^{\|x^0\|}$, $\|x^0 - u_\alpha\| \leq r$.

1.3.1. Эксперимент для задачи без использования шума

В качестве точного решения взята функция $z(t) = t^2$, по точному решению построили правую часть $y(t)$. Начальное приближение $x^0(t) = t^3$, $\bar{\alpha} = \alpha = 10^{-2}$, критерий останова $\frac{\|x^k - z\|}{\|z\|} \leq \varepsilon = 10^{-2}$, где x^k — приближение на k -й итерации. Для примера на рис. 1.1 изображено восстановленное решение методом ММН. Точное решение отмечено голубым цветом, начальное приближение — малиновым, ММН — зеленым. Ниже в таблице 1.1 показаны результаты расчетов методами (1.3), (1.24), $\Delta = \frac{\|F(x^k) + \alpha(x^k - x^0) - y\|}{\|y\|}$ — относительная норма невязки.

Таблица 1.1. Результаты для правой части без шума

Метод	Параметр шага, γ	Δ	Число итераций, N
ММО	0.5	0.003	25
ММО модиф.	0.5	0.003	22
МНС	0.001	0.003	283
МНС модиф.	0.02 (с 0-й итер.), 0.005 (с 30-й итер.), 0.002 (с 32-й итер.)	0.003	32
ММН	1	0.003	32
ММН модиф.	1	0.003	27
РМН	1	0.003	26
РМН модиф.	0.75	0.003	6

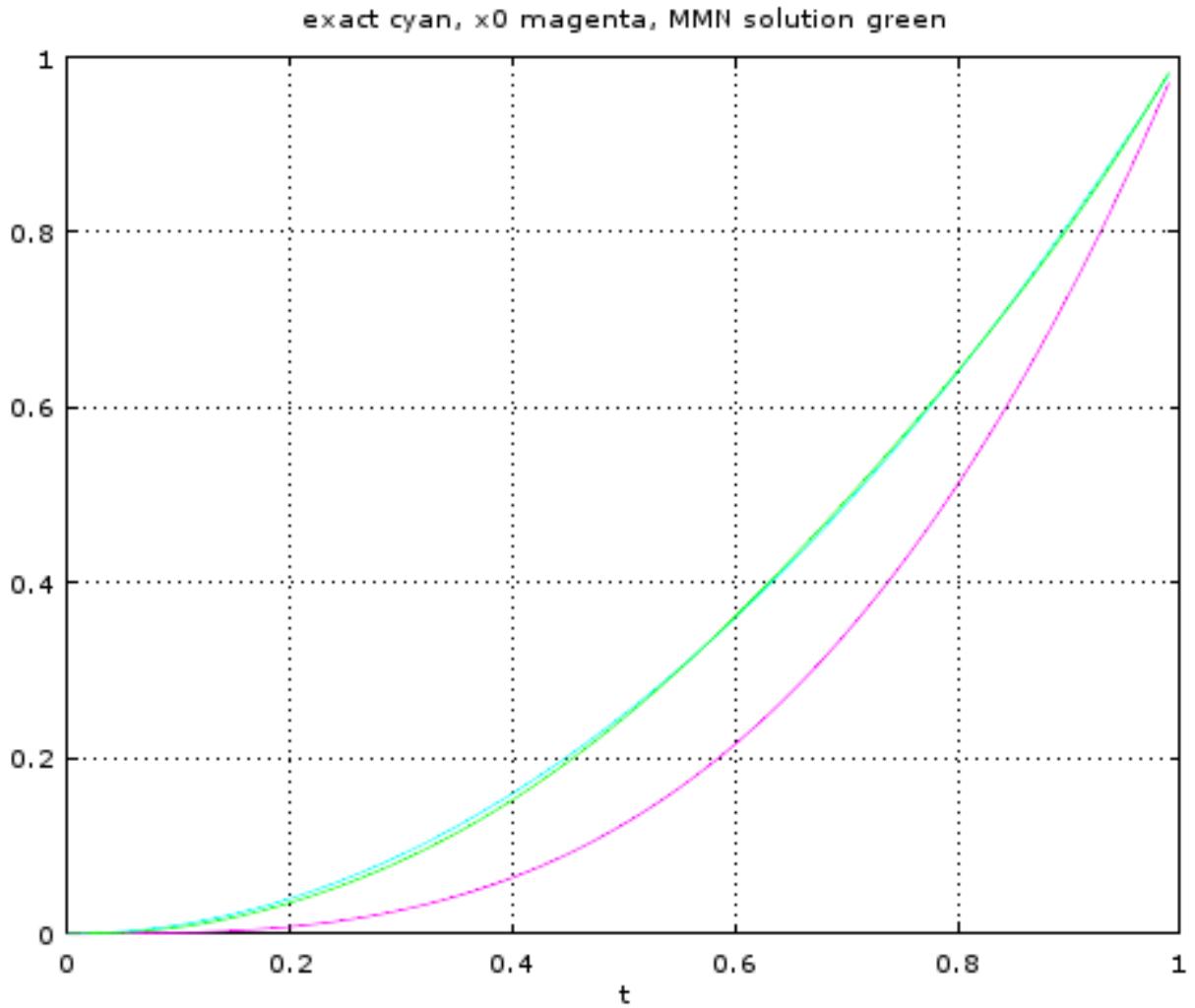


Рис. 1.1. Восстановленное ММН решение.

Вывод. Выбор начального приближения, достаточно близкого к точному решению, обусловлен условиями теорем 1.1, 1.5 для сходимости немодифицированных вариантов методов (1.3), (1.24). Так же следует отметить, что теорема 1.5 не гарантирует, что при $\gamma = 1$ итерационный процессы (1.24) будут сходиться, так же как и модифицированный вариант метода Ньютона. Поэтому сходимость некоторых этих методов в рамках эксперимента была достигнута при выборе $\gamma < 1$, тогда как для метода Ньютона немодифицированного варианта сходимость при $\gamma = 1$ доказана теоремой 1.1, что и подтверждается экспериментом. Для достижения необходимой точности решения модифицированным вариантом МНС параметр γ потребовалось несколько раз уменьшать. С 30-й итерации $\gamma = 0.005$, с 32-й итерации $\gamma = 0.002$.

1.3.2. Эксперимент для задачи без использования шума с начальным приближением, далеким от точного решения.

Точное решение и правая часть такие же, как в эксперименте 1.3.1. Начальное приближение $x^0(t) = 0$, $\bar{\alpha} = \alpha = 10^{-2}$, критерий останова $\frac{\|x^k - z\|}{\|z\|} \leq \varepsilon = 10^{-1}$, где x^k — приближение на k -й итерации. Ниже в таблице 1.2 показаны результаты расчетов методами (1.3), (1.24), Δ — относительная норма невязки.

Таблица 1.2. Результаты для правой части без шума, с начальным приближением, равным константе

Метод	Параметр шага, γ	Δ	Число итераций, N
ММО	1	0.015	25
ММО модиф.	0.1	0.015	20
МНС	0.025	0.021	27
МНС модиф.	0.025	0.024	24
ММН	1	0.019	12
ММН модиф.	1	0.016	8
РМН	1	0.016	19
РМН модиф.	0.75	0.016	8

Вывод. Выбор начального приближения обусловлен фактом, установленным в статье [31], где для модифицированных вариантов методов (1.24) доказывается глобальная сходимость итерационных процессов. Для сходимости модифицированного метода Ньютона требование близкого начального приближения оговаривается в статье [116], но в данном случае была достигнута требуемая точность, как и для немодифицированных методов, рассматриваемых в данной главе. Факт сходимости при $\gamma = 1$ не установлен для каждого из методов, однако при соответствующем $\gamma < 1$ методы (1.3), (1.24) должны сходиться по теореме 1.5, этому не противоречат результаты расчетов.

1.3.3. Эксперимент для задачи с возмущенной правой частью с начальным приближением, далеким от точного решения.

Точное решение такое же, как в эксперименте 1.3.1. Правая часть $y^\delta(t) = y(t)e^{\frac{\delta}{5}\sin(t/\delta^2)}$, $\delta = 0.1$, $\|y - y^\delta\| = 0.07 < \delta$. Начальное приближение $x^0(t) = 0$, $\gamma, \bar{\alpha} = 1$, $\alpha = 10^{-3}$, критерий останова $\frac{\|x^k - z\|}{\|z\|} \leq \varepsilon = 0.25$, где x^k — приближение на k -й итерации. Ниже в таблице 1.3 приведены результаты расчетов.

Таблица 1.3. Результаты для задачи с шумом

Метод	Δ	Число итераций, N
ММО	0.042	9
ММО модиф.	0.042	9
МНС	0.041	9
МНС модиф.	0.040	9
ММН	0.045	9
ММН модиф.	0.045	9
РМН	0.042	9
РМН модиф.	0.042	8

В статье [118] приводятся оценки погрешности двухэтапного метода для $\|u^\delta - \hat{u}\|$ сверху (u^δ — решение уравнения с возмущенной правой частью, \hat{u} — решение уравнения (1.1)), устанавливается сходимость

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \|A(u_{\alpha(\delta)}^\delta) - f_\delta\| = 0,$$

при $\alpha(\delta) \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow 0$.

Вывод. Для задачи с возмущенной правой частью удалось достигнуть точности ε , не превышающую оценку для $\|u^\delta - \hat{u}\|$, относительная норма невязки Δ уменьшается с каждой итерацией.

Глава 2

Решение операторных уравнений в случае положительного спектра

Монотонность оператора A исходного уравнения — очень сильное требование, которое не выполняется во многих важных прикладных задачах, например, в задачах гравиметрии и магнитометрии. В данной главе показано, что есть возможность ослабить условие монотонности и обосновать сходимость итераций РМН, ММО, МНС, ММН. В первом параграфе представлены доказательства сходимости метода Ньютона с регуляризацией, во втором параграфе сформулированы теоремы сходимости для нелинейных α -процессов, в третьем параграфе представлены следствия для модифицированных аналогов α -процессов, в четвертом приведены результаты численных расчетов.

2.1. Метод Ньютона

Рассматривается конечномерный случай, когда оператор $A: R^n \rightarrow R^n$, для которого матрица $A'(u)$ в некоторой окрестности решения имеет спектр, состоящий из различных неотрицательных собственных значений. Справедлива лемма (Васин, [118]).

Лемма 2.1. *Пусть $n \times n$ матрица $A'(u)$ не имеет кратных собственных значений λ_i и числа λ_i ($i = 1, 2, \dots, n$) различны и неотрицательны. Тогда при $\bar{\alpha} > 0$ матрица имеет представление $A'(u) + \bar{\alpha}I = S(u)\Lambda S^{-1}(u)$ и справедлива оценка*

$$\|(A'(u) + \bar{\alpha}I)^{-1}\| \leq \frac{\mu(S(u))}{\bar{\alpha} + \lambda_{\min}} \leq \frac{\mu(S(u))}{\bar{\alpha}}, \quad (2.1)$$

где столбцы матрицы $S(u)$ составлены из собственных векторов матрицы $A'(u) + \bar{\alpha}I$, Λ — диагональная матрица, ее элементы — собственные значения матрицы $A'(u) + \bar{\alpha}I$, $\mu(S(u)) = \|S(u)\| \|S^{-1}(u)\|$.

Обратимся к регуляризованному методу Ньютона, для которого была доказана теорема (1.3) о сходимости итераций и оценке погрешности для монотонного оператора. Рассмотрим теперь вариант этой теоремы, когда оператор $A: R^n \rightarrow R^n$ и производная которого имеет неотрицательный спектр, удовлетворяющий условиям леммы (2.1), причем функция $\mu(S(u))$ при фиксированном α равномерно ограничена по u в шаре $S_r(u_\alpha)$, т.е.

$$\sup\{\mu(S(u)) : u \in S_r(u_\alpha)\} \leq \bar{S} < \infty. \quad (2.2)$$

Теорема 2.1. *Пусть выполнены условия (2.2), (1.4)–(1.6), $A'(u^0)$ — симметричная матрица, и для параметров справедливы соотношения: $0 < \alpha \leq \bar{\alpha}$, $\bar{\alpha} \geq 4N_0$, $r \leq \alpha/8N_2\bar{S}$, $\|u_\alpha - u^0\| \leq r$.*

Тогда для метода (1.3) справедливо заключение теоремы 1.3, где соотно-

шения (1.15), (1.16) для γ и выражение для q в (1.19) соответственно принимает вид

$$\gamma < \frac{\alpha\bar{\alpha}}{2(N_1 + \alpha)^2\bar{S}^2}, \quad \gamma_{opt} = \frac{\alpha\bar{\alpha}}{4(N_1 + \alpha)^2\bar{S}^2}, \quad q = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{16(N_1 + \alpha)^2\bar{S}^2}}$$

Доказательство. С учетом оценки (2.1), доказательство с несущественными поправками проводится по схеме из теоремы 1.3.

Замечание 2.1. При доказательстве теоремы вместо условия (2.2) достаточно требовать ограниченность величины $\sup\{\mu(S(u^k)) : u^k \in S_r(u_\alpha)\}$, где u^k — итерационные точки метода. Причем, при регулярном правиле останова итераций $k(\delta)$, супремум берется по конечному набору номеров $k \leq k(\delta)$, что автоматически влечет ограниченность супремума и выполнение оценки вида (1.19) при этих значениях k . Кроме того, для модифицированного метода Ньютона, в котором производная $A'(u^0)$ вычисляется в фиксированной точке u^0 , величина $\mu(S(u^0)) = \|S(u^0)\| \|S^{-1}(u^0)\| = \bar{S} < \infty$.

2.2. Нелинейные альфа-процессы

При тех же условиях на оператор, что и для метода Ньютона в параграфе 2.1, исследуем процессы (1.24).

Теорема 2.2. Пусть выполнены условия (1.4)–(1.6). Пусть при $u \in S_r(u_\alpha)$ матрица $A'(u)$ имеет спектр, состоящий из неотрицательных различных собственных значений, $A'(u^0)$ — симметричная неотрицательно определенная матрица. Пусть параметры удовлетворяют условиям:

$$MMO : \quad 0 < \alpha \leq \bar{\alpha}, \quad r \leq \alpha/6\bar{S}N_2, \quad \bar{\alpha} \geq N_0 \quad (2.3)$$

$$MHC : \quad 0 < \alpha \leq \bar{\alpha}, \quad r \leq \alpha/3N_2, \quad (2.4)$$

$$MMH : \quad 0 < \alpha \leq \bar{\alpha}, \quad r \leq \alpha/6N_2. \quad (2.5)$$

Тогда справедливы следующие соотношения (1.28), где

$$\mu_{-1} = \frac{8\bar{S}^2(N_1 + \alpha)^2}{\alpha\bar{\alpha}}, \quad \mu_0 = \frac{18(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})}{\alpha\bar{\alpha}^2}, \quad \mu_1 = \frac{18(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^4}{\alpha\bar{\alpha}^5} \quad (2.6)$$

Доказательство. При $\varkappa = -1$ и тех же обозначениях, которые были приняты в разделе 3, имеем (верхний индекс (-1) соответствует методу (1.24) при $\varkappa = -1$)

$$\langle F^{-1}(u), u - u_\alpha \rangle = \beta^{-1}(u)[\langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle + \alpha\|u - u_\alpha\|^2].$$

Оценим каждое из слагаемых в правой части равенства с учетом условий (2.3):

$$\langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle + \alpha\|u - u_\alpha\|^2 = \alpha\|u - u_\alpha\|^2$$

$$\begin{aligned}
& + \left\langle \int_0^1 (A'(u_\alpha + \theta(u - u_\alpha)) - A'(u^0))(u - u_\alpha) d\theta, u - u_\alpha \right\rangle + \langle A'(u^0)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \\
& \geq \alpha \|u - u_\alpha\|^2 - \frac{N_2(\|u^0 - u_\alpha\| + \|u - u^0\|)^2}{2} \|u - u_\alpha\|^2 \\
& \geq \left(\alpha - \frac{3N_2 r}{2} \right) \|u - u_\alpha\|^2 \geq \frac{3\alpha}{4} \|u - u_\alpha\|^2
\end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\begin{aligned}
\beta^{-1}(u) &= \frac{\langle (A'(u) + \bar{\alpha}I)^{-1}S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|S_\alpha(u)\|^2} = \frac{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{-1}S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|S_\alpha(u)\|^2} \\
&+ \frac{\langle (B^{-1}(u) - B^{-1}(u^0))S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|S_\alpha(u)\|^2} \geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}} - \frac{\bar{S}N_2\|u - u^0\|}{\bar{\alpha}^2} \\
&\geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}} - \frac{2\bar{S}N_2r}{\bar{\alpha}^2} \geq \frac{1}{6\bar{\alpha}},
\end{aligned} \tag{2.8}$$

где учтены условия (2.3) и соотношение $\|u - u^0\| \leq \|u - u_\alpha\| + \|u_\alpha - u^0\| \leq 2r$.

Кроме того, имеем оценку

$$\begin{aligned}
\|F^{-1}(u)\|^2 &\leq (\beta^{-1})^2 \|A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha)\|^2 \\
&\leq \|B^{-1}(u)\|^2 (N_1 + \alpha)^2 \|u - u_\alpha\|^2 \leq \frac{\bar{S}^2(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2
\end{aligned} \tag{2.9}$$

Объединяя (2.7)–(2.9), получаем, что в соотношении (1.28), μ_{-1} выражается величиной из (2.6)

Исследуем теперь МНС, т.е. процесс (1.24) при $\varkappa = 0$. Аналогично прерывшему методу устанавливаем, что

$$\langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle + \alpha \|u - u_\alpha\|^2 \geq \left(\alpha - \frac{3N_2 r}{2} \right) \|u - u_\alpha\|^2 \tag{2.10}$$

Кроме того, имеем

$$\beta^0(u) = \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{\langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle} \geq \frac{1}{\|B(u)\|} \geq \frac{1}{\|A'(u) + \bar{\alpha}I\|} \geq \frac{1}{N_1 + \bar{\alpha}}.$$

Объединяя последнее соотношение с (2.10), получаем оценку снизу

$$\langle F^0(u), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{1}{N_1 + \bar{\alpha}} \left(\alpha - \frac{3N_2 r}{2} \right) \|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.11)$$

Аналог оценки (2.9) для $F^0(u)$ следует из следующих неравенств:

$$\|F^0(u)\| \leq \beta^0(u)(\|A(u) - A(u_\alpha)\| + \alpha\|u - u_\alpha\|) \leq \beta^0(u)(N_1 + \alpha)\|u - u_\alpha\|, \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \beta^0(u) &= \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{\bar{\alpha}\|S_\alpha(u)\|^2 + \langle A'(u^0)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \langle (A'(u) - A'(u^0))S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle} \\ &\leq \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{\bar{\alpha}\|S_\alpha(u)\|^2 - |\langle (A'(u) - A'(u^0))S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle|} \\ &\leq \frac{1}{\bar{\alpha} - N_2\|u - u^0\|} \leq \frac{1}{\bar{\alpha} - 2N_2 r} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Из (2.11)-(2.13) при значениях параметров из (2.4) получаем значения μ_0 в (2.6).

Наконец рассмотрим процесс (1.24) при $\varkappa = 1$ с учетом замечания 3.1. Как и в предыдущем методе, при оценке снизу величины $\langle F^1(u), u - u_\alpha \rangle$, справедливо соотношение (2.10). Для параметра $\beta^1(u)$ получаем

$$\begin{aligned} \beta^1(u) &= \frac{\langle B(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|B(u)S_\alpha(u)\|^2} \\ &\geq \frac{\langle A'(u^0)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}\langle S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle - \|A'(u) - A'(u^0)\|\|S_\alpha(u)\|^2}{(N_1 + \bar{\alpha})^2\|S_\alpha(u)\|^2} \\ &\geq \frac{\bar{\alpha} - N_2\|u - u^0\|}{(N_1 + \bar{\alpha})^2} \geq \frac{\bar{\alpha} - 2N_2 r}{(N_1 + \bar{\alpha})^2}, \end{aligned}$$

что при условиях на параметры (2.5), дает оценку

$$\langle F^1(u), u - u_\alpha \rangle \geq \left(\alpha - \frac{3N_2 r}{2} \right) \frac{\bar{\alpha} - 2N_2 r}{(N_1 + \bar{\alpha})^2} \|u - u_\alpha\|^2 \geq \frac{\alpha\bar{\alpha}}{2(N_1 + \bar{\alpha})^2} \|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.14)$$

Поскольку

$$\|F^1(u)\| \leq \beta^1(u)(\|A(u) - A(u_\alpha)\| + \alpha\|u - u_\alpha\|) \leq \beta^1(u)(N_1 + \alpha)\|u - u_\alpha\|,$$

$$\begin{aligned} \|\beta^1(u)\| &\leq \frac{(N_1 + \bar{\alpha})\|S_\alpha(u)\|^2}{\|A'(u)S_\alpha(u)\|^2 + 2\bar{\alpha}\langle A'(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}^2\|S_\alpha(u)\|^2} \\ &\leq \frac{(N_1 + \bar{\alpha})\|S_\alpha(u)\|^2}{2\bar{\alpha}\langle A'(u^0)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle - 2\bar{\alpha}|\langle (A'(u) - A'(u^0))S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle| + \bar{\alpha}^2\|S_\alpha(u)\|^2} \\ &\leq \frac{(N_1 + \bar{\alpha})}{\bar{\alpha}^2 - 2\bar{\alpha}N_2\|u - u^0\|} \leq \frac{N_1 + \bar{\alpha}}{\bar{\alpha}(\bar{\alpha} - 4N_2r)} \leq \frac{3(N_1 + \bar{\alpha})}{\bar{\alpha}^2}. \end{aligned}$$

Окончательно получаем для $\|F^1(u)\|^2$ оценку сверху

$$\|F^1(u)\|^2 \leq \frac{3^2(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^2}{\bar{\alpha}^4}\|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.15)$$

Объединяя соотношения (2.14) и (2.15), и условия (2.5), получаем значение μ_1 , представленное в (2.6).

Теорема 2.3. Пусть выполнены условия теоремы 2.1. Тогда при $\gamma_\varkappa < 2/\mu_\varkappa$, $\varkappa = -1, 0, 1$, где значения μ_k определяются соотношениями (2.6), последовательности u^k , порождаемые процессом (1.24) при $\varkappa = -1, 0, 1$, сходятся к u_α , m.e.,

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \|u^k - u_\alpha\| = 0,$$

а при $\gamma_\varkappa^{opt} = \frac{1}{\mu_\varkappa}$ справедлива оценка

$$\|u^{k+1} - u_\alpha\| \leq q_\varkappa^k r,$$

т.е.

$$q_{-1} = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{64\bar{S}^2(N_1 + \alpha)^2}}, \quad q_0 = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2\bar{\alpha}^2}{36(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^2}},$$

$$q_1 = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \bar{\alpha}^6}{36(N_1 + \alpha)^2(N_1 + \bar{\alpha})^6}}. \quad (2.16)$$

Доказательство. Подставляя в соотношение (1.23) вместо $F(u^k)$ последовательность $F^\varkappa(u^k)$ ($\varkappa = -1, 0, 1$) и, используя оценки (2.7), (2.8) ($\varkappa = -1$), (2.8), (2.9) ($\varkappa = 0$), (2.10), (2.11) ($\varkappa = 1$), а также условия на параметры (2.3)–(2.5), получаем, после минимизации по γ , значения для q_\varkappa , представленные в (2.16). При выполнении условия $\gamma_\varkappa < 2/\mu_\varkappa$, выражение в круглых скобках в правой части неравенства (1.23) принимает значение, которое меньше единицы, что влечет сходимость итераций для всех трех методов.

Замечание 2.2. Предложенный подход к получению оценок скорости сходимости итерационных процессов полностью переносится на случай, когда спектр матрицы $A'(u^k)$, состоящий из различных вещественных значений, содержит набор малых по абсолютной величине отрицательных собственных значений.

Пусть λ_1 — отрицательное собственное значение с наименьшим модулем $|\lambda_1|$ и $\bar{\alpha} - |\lambda_1| = \bar{\alpha}_1 < \alpha^*$. Тогда оценка (2.1) трансформируется в неравенство

$$\|(A'(u^k) + \bar{\alpha}I)^{-1}\| \leq \frac{\mu(S(u^k))}{\bar{\alpha}^*} \leq \frac{\bar{S}}{\bar{\alpha}^*} \quad (2.17)$$

Все утверждения, т.е. теоремы (2.1)–(2.3) остаются справедливыми при замене $\bar{\alpha}$ на $\bar{\alpha}^*$ во всех оценках, где используется (2.17).

Замечание 2.3. Если рассматривать модифицированные варианты методов (1.3)–(1.24), когда вместо $A'(u^k)$ в операторе шага используется $A'(u^0)$ в процессе итераций, то при условиях на оператор, принятых в данном разделе, для получения аналогичных результатов о сходимости и оценке погрешности наряду с неотрицательностью спектра достаточно: требовать симметричность матрицы $A'(u^0)$ [30; 31; 116]. Заметим, что при исследовании основных методов (1.3)–(1.24) существование симметричной матрицы для некоторого

элемента u^0 предполагается.

2.3. Модифицированные варианты регуляризованных методов на основе нелинейных альфа-процессов

Рассматривается случай, когда производная оператора производной $A'(u)$ вычисляется в начальной точке итерационных процессов u^0 . Тогда формулы итерационных процессов (1.24) принимают вид:

$$u^{k+1} = u^k - \gamma \frac{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle}{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa+1} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle} S_{\alpha}(u^k) \equiv T(u^k), \quad (2.18)$$

где при $\varkappa = -1$ итерационный процесс представляет собой модифицированный ММО, при $\varkappa = 0$ — модифицированный МНС и при $\varkappa = 1$ — модифицированный ММН.

Справедлива следующая теорема.

Теорема 2.4. Пусть выполнены условия (1.4)–(1.6) $A'(u^0)$ — самосопряженный оператор, спектр которого состоит из неотрицательных различных собственных значений, параметры удовлетворяют условиям:

$$0 \leq \alpha \leq \bar{\alpha}, \quad r = \alpha/6N_2, \quad \bar{\alpha} \geq N_0. \quad (2.19)$$

Тогда для оператора поправки итерационного метода (2.18)

$$F^{\varkappa}(u) = \frac{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle}{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)^{\varkappa+1} S_{\alpha}(u^k), S_{\alpha}(u^k) \rangle} S_{\alpha}(u^k)$$

имеет место неравенство

$$\|F^{\varkappa}(u)\|^2 \leq \frac{8(N_1 + \alpha)^2}{3\alpha\bar{\alpha}} \langle F^{\varkappa}(u), u - u_{\alpha} \rangle,$$

где $\varkappa = -1, 0, 1$, для модифицированных вариантов ММО, МНС и ММН соответ-

согласованно.

Доказательство. Установим свойство монотонности оператора F для модифицированного ММО, обозначим его как F_0^{-1} .

$$\langle F_0^{-1}(u), u - u_\alpha \rangle = \langle F_0^{-1}(u) - F_0^{-1}(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle = \beta_0^{-1} [\langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle$$

$$+ \alpha \|u - u_\alpha\|^2].$$

$$\begin{aligned} \langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle &= \left\langle \int_0^1 [A'(u_\alpha + \theta(u - u_\alpha)) - A'(u^0)](u - u_\alpha) d\theta, u - u_\alpha \right\rangle \\ &+ \langle A'(u^0)(u - u_\alpha), u - u_\alpha \rangle \geq -N_2 \int_0^1 \|u_\alpha - u^0 + \theta(u - u_\alpha)\| \cdot \|u - u_\alpha\|^2 d\theta \\ &= -N_2 \|u - u_\alpha\|^2 \int_0^1 \|u_\alpha - u^0 + \theta u - \theta u_\alpha \pm \theta u^0\| d\theta = -N_2 \|u - u_\alpha\|^2 \\ &\times \int_0^1 \|(1 - \theta)(u_\alpha - u^0) + \theta(u - u_\alpha)\| d\theta \geq -N_2 \|u - u_\alpha\|^2 \left[\int_0^1 (1 - \theta) d\theta \cdot \|u^0 - u_\alpha\| \right. \\ &\left. + \int_0^1 \theta d\theta \|u - u_\alpha\|^2 \right] = -N_2 \|u - u_\alpha\|^2 \left[\frac{\|u_\alpha - u^0\|}{2} + \frac{\|u_\alpha - u^0 + u^0 - u\|}{2} \right] \\ &\geq -\frac{3N_2 r}{2} \|u - u_\alpha\|^2, \end{aligned} \tag{2.20}$$

где $r = \|u_\alpha - u^0\|$, $\|u - u^0\| \leq 2r$.

Получим оценку снизу для множителя $\beta_0^{-1}(u)$, воспользовавшись спектральным разложением резольвенты самосопряженного оператора $A'(u^0)$:

$$\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle = \int_0^{N_0} \frac{d\langle E_\lambda S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\lambda + \bar{\alpha}} \geq \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{N_0 + \bar{\alpha}},$$

$$\beta_0^{-1}(u) = \frac{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|S_\alpha(u)\|^2} \geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}}.$$

Имеем

$$\langle (A'(u^0)), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}} \left[\alpha - \frac{3N_2 r}{2} \right] \|u - u_\alpha\|^2.$$

Применяя условия (2.19) теоремы, получаем итоговую оценку

$$\langle (A'(u^0)), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{3\alpha}{8\bar{\alpha}} \|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.21)$$

Получим оценку нормы оператора F_0^{-1} :

$$\|F_0^{-1}(u)\| = |\beta_0^{-1}(u)| \cdot \|A(u) + \alpha(u - u^0) - f_\delta\| = |\beta_0^{-1}(u)| \cdot \|A(u) - A(u_\alpha) + \alpha(u - u_\alpha)\|.$$

$$\|A(u) + \alpha(u - u^0) - f_\delta\| \leq (N_1 + \alpha) \|u - u_\alpha\|. \quad (2.22)$$

$$\beta_0^{-1}(u) = \frac{1}{\|S_\alpha(u)\|^2} \int_0^{N_0} \frac{d\langle E_\lambda S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\lambda + \bar{\alpha}} \leq \frac{1}{\bar{\alpha}},$$

$$\|F_0^{-1}(u)\|^2 \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.23)$$

Объединим (2.21) и (2.23), получаем

$$\|F_0^{-1}(u)\|^2 \leq \frac{8(N_1 + \alpha)^2}{3\alpha\bar{\alpha}} \langle (A'(u^0)), u - u_\alpha \rangle$$

для модифицированного варианта ММО.

Рассмотрим модифицированный вариант МНС ($\varkappa = 0$).

$$\langle F_0^0(u), u - u_\alpha \rangle = \beta_0^0(u) [\langle A(u) - A(u_\alpha), u - u_\alpha \rangle + \alpha \|u - u_\alpha\|^2].$$

Учитывая, что $\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle \leq (N_0 + \bar{\alpha})\|S_\alpha(u)\|^2$, имеем

$$\beta_0^0(u) = \frac{\|S_\alpha(u)\|^2}{\langle (A'(u^0) + \bar{\alpha}I)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle} \geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}}.$$

Воспользовавшись ранее полученной оценкой (2.20), имеем

$$\langle F_0^0(u), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{3\alpha}{8\bar{\alpha}}\|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.24)$$

Оценивая сверху $\beta_0^0(u)$ как

$$\beta_0^0(u) \leq \frac{1}{\bar{\alpha}}, \quad (2.25)$$

при объединении неравенств (2.22), (2.24) и (2.25), приходим к соотношению

$$\|F_0^0(u)\|^2 \leq \frac{8(N_1 + \alpha)^2}{3\alpha\bar{\alpha}} \langle F_0^0(u), u - u_\alpha \rangle$$

для модифицированного варианта МНС.

Для модифицированного ММН ($\varkappa = 1$), по аналогии, оценим сверху и снизу параметр $\beta_0^1(u)$. Обозначим $B_0(u) = A'(u^0) + \bar{\alpha}I$,

$$\beta_0^1(u) = \frac{\langle B_0(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\|B_0(u)S_\alpha(u)\|^2} = \frac{\|B_0^{1/2}(u)S_\alpha(u)\|^2}{\|B_0^{1/2}\|^2\|B_0^{1/2}S_\alpha(u)\|^2} \geq \frac{1}{\|B_0(u)\|} \geq \frac{1}{N_0 + \bar{\alpha}}.$$

Объединяя эту оценку и оценку (2.20), имеем соотношение

$$\langle F_0^1(u), u - u_\alpha \rangle \geq \frac{3\alpha}{8\bar{\alpha}}\|u - u_\alpha\|^2. \quad (2.26)$$

И наконец,

$$\beta_0^1(u) = \frac{\langle B_0(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\langle B_0(u)S_\alpha(u), A'(u^0)S_\alpha(u) \rangle + \bar{\alpha}\langle B_0(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}$$

$$\leq \frac{\langle B_0(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle}{\bar{\alpha} \langle B_0(u)S_\alpha(u), S_\alpha(u) \rangle} = \frac{1}{\bar{\alpha}},$$

так как

$$\langle B_0(u)S_\alpha(u), A'(u^0)S_\alpha(u) \rangle = \langle A'(u^0)S_\alpha(u), A'(u^0)S_\alpha(u) \rangle$$

$$+ \bar{\alpha} \langle S_\alpha(u), A'(u^0)S_\alpha(u) \rangle \geq 0$$

в силу неотрицательности спектра оператора $A'(u^0)$. Таким образом,

$$\|F_0^1(u)\|^2 \leq \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2} \|u - u_\alpha\|^2, \quad (2.27)$$

объединяя (2.26), (2.27), получаем

$$\|F_0^1(u)\|^2 \leq \frac{8(N_1 + \alpha)^2}{3\alpha\bar{\alpha}} \langle F_0^1(u), u - u_\alpha \rangle.$$

Докажем сильную фейеровость оператора шага T в методах (2.18).

Теорема 2.5. *Пусть выполнены условия теоремы 2.4. Тогда при $\gamma < 2/\mu_\varkappa$ последовательность $\{u^k\}_{k=1}^\infty$ сходится к регуляризованному решению u_α :*

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \|u^k - u_\alpha\| = 0,$$

при $\gamma_{opt} = 1/\mu_\varkappa$. Справедлива оценка

$$\|u^k - u_\alpha\| \leq q_\varkappa^k r,$$

где

$$q_\varkappa = \sqrt{1 - \frac{9\alpha^2}{64(N_1 + \alpha)^2}}$$

Доказательство. Неравенство (1.8) будет выполнено при $\mu_\varkappa = \frac{2}{\gamma(1+\nu)}$ (из теоремы 2.4), $\nu = \frac{2}{\gamma\mu_\varkappa} - 1$, где $\gamma < 2/\mu_\varkappa$. Отсюда следует сходимость итераций к

u_α .

Величину q получим из условия минимума $\|u^{k+1} - u_\alpha\|^2$:

$$\begin{aligned}\|u^{k+1} - u_\alpha\|^2 &= \|u^k - u_\alpha\|^2 - 2\gamma \langle F^\varkappa(u^k), u^k - u_\alpha \rangle + \gamma^2 \|F^\varkappa(u^k)\|^2 \\ &\leq \left(1 - 2\gamma \frac{3\alpha}{8\bar{\alpha}} + \gamma^2 \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2}\right) \|u^k - u_\alpha\|^2. \\ \gamma_{opt} &= \operatorname{argmin} \left\{1 - 2\gamma \frac{3\alpha}{8\bar{\alpha}} + \gamma^2 \frac{(N_1 + \alpha)^2}{\bar{\alpha}^2}\right\},\end{aligned}\tag{2.28}$$

подставляя полученное γ_{opt} в выражение в круглых скобках (2.28), вычисляем значение для q^\varkappa :

$$\|u^{k+1} - u_\alpha\|^2 \leq \left(1 - \frac{9\alpha^2}{64(N_1 + \alpha)^2}\right) \|u^k - u_\alpha\|^2,$$

отсюда получаем q^\varkappa .

2.4. Решение модельных задач гравиметрии и магнитометрии

Целью экспериментов является проверить заключения теорем главы 2 на примере решения модельных задач гравиметрии и магнитометрии. Также есть задача сравнить по экономичности (затратам машинного времени) методы (1.3), (1.24) с их модифицированными вариантами, когда производная $A'(u^k)$, входящая в оператор шага этих процессов, вычисляется в фиксированной точке u^0 в течение всего процесса итераций, т.е. $A'(u^k)$ в (1.3), (1.24) заменяется на $A'(u^0)$ (см. [30; 31]).

2.4.1. Решение структурной обратной задачи гравиметрии

Рассматривается трехмерная структурная обратная задача гравиметрии о нахождении поверхностей раздела сред по известным скачкам плотности и гравитационному полю, измеренному на некоторой площади земной поверхности. Рассмотрим уравнение гравиметрии для модели двуслойной среды в декартовой системе координат с осью z , направленной вниз

$$\gamma \Delta\sigma \frac{1}{4\pi} \left\{ \iint_D \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + H^2]^{1/2}} dx' dy' - \iint_D \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + u^2(x', y')]^{1/2}} dx' dy' \right\} = \Delta g(x, y), \quad (2.29)$$

где γ — гравитационная постоянная, $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$ — скачок плотности на поверхности раздела сред, описываемой функцией $u(x, y)$ и подлежащей определению, $f(x, y)$ — аномальное гравитационное поле, вызванное отклонением поверхности от асимптотической плоскости $z = H$ для искомого решения $u(x, y)$ (рис. 2.1).

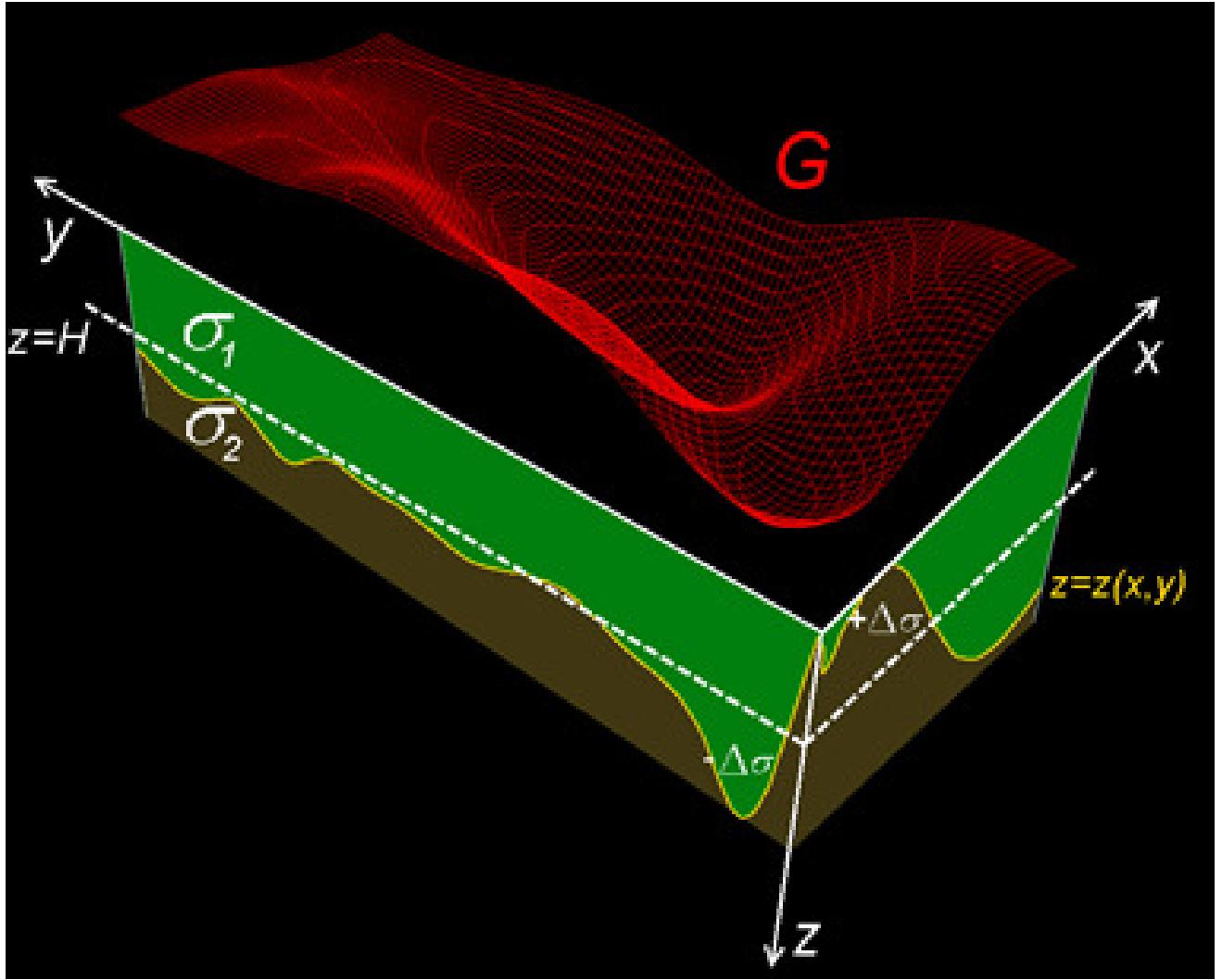


Рис. 2.1. Модель двуслойной среды в задаче гравиметрии.

Запишем (2.29) в виде операторного уравнения

$$[A(u)](x, y) = - \iint_D \frac{1}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + u^2(x', y')]^{1/2}} dx' dy' = f(x, y), \quad (2.30)$$

где $f(x, y) = \Delta g(x, y)4\pi/\gamma\Delta\sigma - A(H)$. Тогда производная оператора A в точке $u^0(x, y)$ определяется формулой

$$[A'(u^0)]h = \iint_D \frac{u^0(x', y')h(x', y')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (u^0(x', y'))^2]^{3/2}} dx' dy',$$

Уравнение (2.30) является интегральным уравнением Урысона (так как неизвестная функция $u(x, y)$ входит в ядро оператора нелинейно) I рода, следова-

тельно, относится к классу некорректных задач.

После дискретизации интегрального уравнения (2.30) двумерным аналогом формулы прямоугольников с равномерной сеткой по каждой переменной с шагом $\Delta x, \Delta y$, получаем систему нелинейных уравнений относительно неизвестного вектора $u_{ji} = u(x_j, y_i)$ ($j = 1, 2, \dots, N, i = 1, 2, \dots, M$), которая в векторно-матричном виде может быть записана следующим образом

$$A_n(u_n) = f_n, \quad (2.31)$$

где u_n, f_n — векторы размерности $n = N \times M$. Дискретный аналог производной $A'(u^0)$ принимает форму

$$[A'_n(u_n^0)h_n]_{k,l} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \Delta x \Delta y \frac{u_{ji}^0 h_{ji}}{[(x_k - x'_j)^2 + (y_l - y'_i)^2 + (u_{ji}^0)^2]^{3/2}}, \quad (2.32)$$

где при $u_n = u_n^0 = \text{const}$ $A'_n(u_n^0)$ — симметричная матрица, компоненты которой вычисляются по формуле (2.32).

Рассматривая модель двухслойной среды, в которой поверхность раздела задается функцией $u(x, y)$, определяется формулой [119]

$$\begin{aligned} \hat{u}(x, y) = & 5 - 3.21e^{-(x/10.13-6.62)^6 - (y/9.59-2.93)^6} - 2.78e^{-(x/9.89-4.12)^6 - (y/8.63-7.43)^6} \\ & + 3.13e^{-(x/9.89-4.82)^6 - (y/8.72-4.33)^6}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

заданной в области $D = \{0 \leq x \leq 100, 0 \leq y \leq 110\}$. Была выбрана сетка с шагом $\Delta x = \Delta y = 1$ (км), что приводит к размерности $n = 11000$ для искомого вектора u_n , а также принято, что $\Delta\sigma = 0.21$ (г/см³), $H = 5$ (км) ($z = H = 5$ — асимптотическая плоскость для $\hat{u}(x, y)$).

В результате численного эксперимента по восстановлению модельного ре-

шения (2.33) было установлено, что не только матрица $A'_n(u^0)$ имеет n различных неотрицательных собственных значений, но это свойство имеет место и для $A'(u_n^k)$. Тем самым выполняются условия, при которых получены результаты в данной главе по сходимости и оценке погрешности процессов (1.3), (1.24) для немонотонного оператора A с положительным спектром.

При анализе числа обусловленности $\mu(A'_n(u_n^k))$ было установлено, что эта величина для всех четырех процессов незначительно колеблется около значений $\mu = 4.6 * 10^8$ для немодифицированного варианта и $\mu = 1.5 * 10^4$ для модифицированных методов. Выход из процесса итераций каждого из методов осуществляется по правилу

$$\frac{\|\hat{u}_n - \tilde{u}_n\|_{R^n}}{\|\tilde{u}_n\|_{R^n}} \leq 10^{-2}, \quad (2.34)$$

где \hat{u}_n — точное решение системы уравнений (2.31), а \tilde{u}_n — восстановленное каждым из четырех итерационных методов. Таким образом, точность численного решения, полученного процессами (1.3), (1.24) и их модифицированными аналогами, гарантированно не превышала $\varepsilon = 10^{-2}$.

При значениях параметров $\bar{\alpha} = \alpha = 10^{-3}$, $\gamma = 1$ в Таблице 2.1 представлены результаты численных расчетов, где

$$\Delta = \frac{\|A_n(\tilde{u}_n) + \alpha(\tilde{u}_n - u^0) - f_n\|_{R^n}}{\|f_n\|_{R^n}}, \quad (2.35)$$

относительная регуляризованная невязка для восстановленного решения, N — число итераций в процессе для достижения точности, определяемой неравенством (2.34), T — время реализации метода. В позициях для Δ , N , T верхняя строка соответствует основным процессам, а нижняя — их модифицированным вариантам.

Таблица 2.1. Эксперименты для обратной задачи гравиметрии

Методы	ММО	МНС	ММН	РМН
Δ	0.0048	0.0020	0.0024	0.0023
	0.0094	0.0019	0.0019	0.0021
N	17	21	20	16
	22	23	23	16
T (сек)	30	11	14	27
	35	12	15	26

2.4.2. Решение структурной обратной задачи магнитометрии

Уравнение магнитометрии при тех же предположениях, что и в задаче гравиметрии для двухслойной среды, имеет вид:

$$\Delta J \left\{ \iint_D \frac{H}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + H^2]^{3/2}} dx' dy' - \iint_D \frac{u(x', y')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + u^2(x', y')]^{3/2}} dx' dy' \right\} = \Delta G(x, y), \quad (2.36)$$

где ΔJ — усредненный скачок z -компоненты вектора намагниченности, $z = H$ — асимптотическая плоскость, $u(x, y)$ — функция, описывающая аномальное поле, $z = u(x, y)$ — искомая функция, описывающая поверхность раздела сред с различными свойствами намагниченности (рис. 2.2).

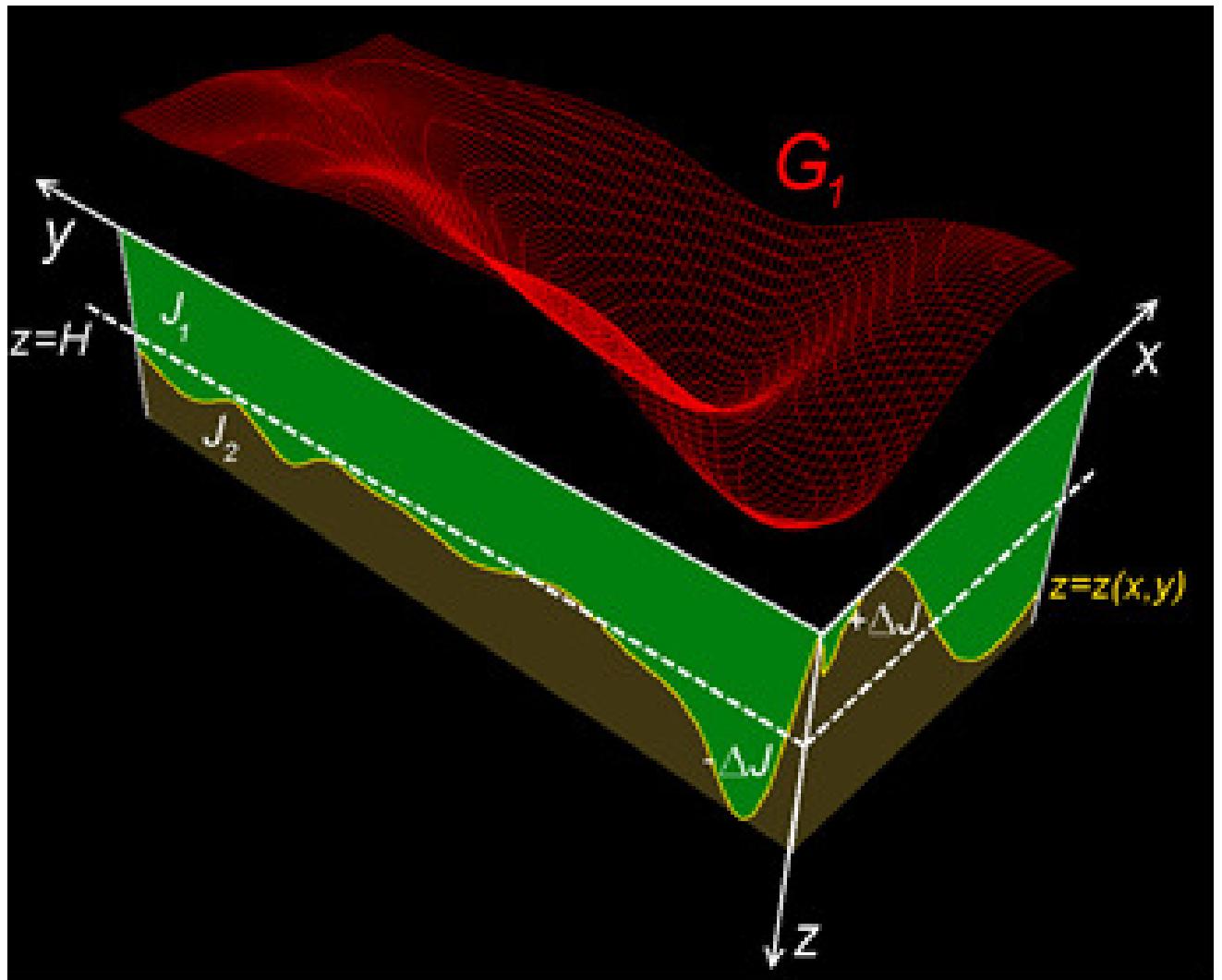


Рис. 2.2. Модель двуслойной среды в задаче магнитометрии.

Уравнение (2.36) можно переписать в форме

$$[D(u)](x, y) = \iint_D \frac{u(x', y')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + u^2(x', y')]^{3/2}} dx' dy' = F(x, y), \quad (2.37)$$

где $F(x, y) = D(H) - \Delta G(x, y)/\Delta J$, тогда производная оператора D в точке $u^0(x, y)$ определится формулой

$$[A'(u^0)]h = \iint_D \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 - 2(u^0(x', y'))^2}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (u^0(x', y'))^2]^{5/2}} h(x', y') dx' dy'.$$

После дискретной аппроксимации, подобно задаче гравиметрии уравнения

(2.37), приходим к системе нелинейных уравнений

$$D_n(u_n) = F_n \quad (2.38)$$

относительно вектора u_n ($n = N \times M$) с компонентами u_{ij} ($i = 1, 2, \dots, N, j = 1, 2, \dots, M$), при этом компоненты производной оператора D_n в точке u_n^0 вычисляются по формуле

$$[D'_n(u_n^0)h_n]_{k,l} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \Delta x \Delta y \frac{(x_k - x'_j)^2 + (y_l - y'_i)^2 - 2(u_{ji}^0)^2}{[(x_k - x'_j)^2 + (y_l - y'_i)^2 + (u_{ji}^0)^2]^{5/2}} h_{ji}, \quad (2.39)$$

причем при $u_n^0 = \{u^0(x'_j, y'_i), 1 \leq j \leq M, 1 \leq i \leq N\} = const$, $D'_n(u_n^0)$ — симметричная матрица.

Модельное решение уравнения (2.38), определяющее поверхность раздела сред, задается формулой [38]

$$\hat{u}(x, y) = 5 - 2e^{-(x/10-3.5)^6 - (y/10-2.5)^6} - 3^{-(x/10-5.5)^6 - (y/10-4.5)^6}, \quad (2.40)$$

на области $D = \{0 \leq x \leq 100, 0 \leq y \leq 100\}$. Сетка строилась с шагом $\Delta x = \Delta y = 1$ (км), что влечет размерность $n = 10000$ для искомого вектора u_n .

Для $\Delta J = 0.4$ был выполнен численный эксперимент по восстановлению модельного решения задачи (2.37) процессами (1.3), (1.24) при $\bar{\alpha} = 0.01$, $\alpha = 0.0001$, $\beta = 1$, а также их модифицированными аналогами, когда производная $D'(u^k)$ вычисляется в фиксированной точке $u_n^0 = H = 5$ (км). Число обусловленности $\mu(D'_n(u_n^0)) = 1.8 \cdot 10^7$. После вычисления спектра матрицы $D'_n(u_n^k)$ выяснилось, что она имеет различные неотрицательные собственные значения, что на основании теорем сходимости главы 2, при подходящем выборе параметра β и начальном приближении u_n^0 , гарантирует сходимость итерационных схем и двухэтапного метода. Окончание итерационных процессов выполнялось

по правилу (2.34).

Результаты численных расчетов для задачи (2.38) по восстановлению модельного решения (2.40) представлены в таблице 2.2. Как и в таблице 2.1, здесь Δ — относительная норма невязки (2.35) для восстановленного решения, N — число итераций для достижения точности (2.34), T — машинное время при реализации процесса, верхние строки для каждого параметра соответствуют данным для основных (немодифицированных) процессов (1.3), (1.24), нижние строки — для модифицированных вариантов (1.3), (1.24).

Таблица 2.2. Эксперименты для обратной задачи магнитометрии

Методы	ММО	МНС	ММН	РМН
Δ	0.0636	0.0699	0.0802	0.0368
	0.0569	0.0575	0.0595	0.0369
N	4	4	4	5
	4	4	4	5
T (сек)	7	6	6	22
	5	3	3	3

Вывод. Анализируя результаты численного эксперимента для задачи гравиметрии, можно отметить, что для достижения одной и той же точности приближенного решения в соответствии с правилом (2.34), число итераций для модифицированных методов, как правило, больше, чем немодифицированных процессов (1.3), (1.24). Однако затраты машинного времени при реализации модифицированных процессов, за исключением ММО, существенно меньше. Поэтому можно сделать вывод, что модифицированные МНС, ММН и РМН более экономичны и, следовательно, более предпочтительны для некоторых классов нелинейных задач большой размерности. Существенно более затратная по времени реализация ММО, по сравнению с МНС и ММН, связана прежде всего

с тем, что в коэффициенте $\beta^{-1}(u^k)$ необходимо вычислять не только скалярные произведения, но и обращать на каждом шаге оператор $B_k = A'(u^k) + \alpha I$. Следует сказать, что для уравнения (1.1) ММО обычно не используется. Его применение целесообразно для эквивалентного уравнения $A'(u)^*(A(u) - f) = 0$, для которого ММО преобразуется к виду, где операция обращения отсутствует [[32], с. 57, формула 5.8]. Заметим также, что в методе ММО и РМН вычисление элемента вида $W = (A'(u^k) + \alpha I)^{-1}V$ заменялось приближенным решением системы $(A'(u^k) + \alpha I)W = V$ с помощью метода минимальных невязок, т.е. в этом случае фактически реализуется гибридная схема градиентно–ニュтоновского типа.

Как можно видеть из таблицы 2.2, также тенденция по затратам машинного времени для модифицированных вариантов процессов (1.3), (1.24) (включая ММО) также сохраняется и для обратной задачи магнитометрии.

Глава 3

Покомпонентные методы и вычислительные оптимизации для решения обратных структурных задач гравиметрии и магнитометрии

В третьей главе рассматриваются методы, основанные на методе Ньютона и Левенберга – Марквардта, для решения обратной задачи гравиметрии. Итерационные методы, основанные на методе Ньютона, подходят для решения задачи для модели двухслойной среды, а метод, основанный на методе Левенберга – Марквардта — для модели многослойной среды. Первый параграф посвящен вычислительной оптимизации метода Ньютона и покомпонентному методу типа Ньютона. Во втором параграфе предлагается рассмотреть покомпонентный метод, основанный на методе Левенберга – Марквардта. В третьем параграфе говорится об использовании инструментов параллельного вычисления. В четвертом параграфе обсуждаются результаты численного моделирования. Для задач, имеющих большой размер данных, приводятся результаты расчетов с использованием параллельных вычислений на многоядерных процессорах и графических ускорителях. В пятом параграфе приводится описание комплекса параллельных программ для выполнения на многоядерных процессорах и графических ускорителях NVIDIA.

3.1. Покомпонентный метод типа Ньютона и вычислительная оптимизация метода Ньютона

3.1.1. Покомпонентный метод типа Ньютона

Используя особенности обратной задачи гравиметрии, можно предложить покомпонентный метод, основанный на идее метода Ньютона.

Запишем исходное операторное уравнение (1.1) в виде:

$$P(u) = A(u) - f,$$

где $A(u) = \int_a^b \int_c^d K(x, y, x', y', u^k(x, y)) dx dy$ — интегральный оператор задачи гравиметрии (2.29).

Итерации в методе Ньютона строятся по схеме

$$A'(u^k)(\Delta u^k) = -(A(u^k) - f),$$

где $\Delta u^k = u^{k+1} - u^k$. То есть, для задачи гравиметрии

$$f \Delta \sigma \int_a^b \int_c^d K'_u(x, y, x', y', u^k(x, y)) \Delta u^k dx dy = [A(u^k)](x', y') - f(x', y'). \quad (3.1)$$

Замечание 3.1. В задаче гравиметрии на изменение гравитационного поля в правой части (3.1) наибольшее влияние оказывает отклонение искомой функции точного решения z от асимптотической плоскости в точке (x', y') .

С учетом замечания можем записать

$$f \Delta \sigma(\Delta u^k) \int_a^b \int_c^d K'_u(x, y, x', y', u^k(x, y)) dx dy = A(u(x', y')) - f(x', y'). \quad (3.2)$$

Таким образом, величина поправки Δu^k может быть получена как

$$\Delta u^k = \left[[A(u)](x', y') - f(x', y') \right] / f \Delta \sigma \int_a^b \int_c^d K'_u(x, y, x', y', u^k(x, y)) dx dy,$$

итерации осуществляются по схеме:

$$u^{k+1}(x', y') = u^k(x', y') - \frac{1}{\psi^k(x', y')} ([A(u^k)](x', y') - f(x', y')), \quad (3.3)$$

где

$$\psi^k(x', y') = f \Delta \sigma \int_a^b \int_c^d K'_u(x, y, x', y', u^k(x, y)) dx dy.$$

Для решения некорректных задач, в особенности при наличии шума в правой части уравнения (1.2), по аналогии с (1.3), предлагается регуляризованный по-компонентный метод

$$u^{k+1}(x', y') = u^k(x', y') - \frac{1}{\psi^k(x', y') + \bar{\alpha}} ([A(u^k)](x', y') + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta(x', y')), \quad (3.4)$$

где $\alpha, \bar{\alpha} > 0$ — параметры регуляризации.

В дискретной записи итерационный процесс запишется

$$u_{k,m}^{k+1} = u_{k,m}^k - \frac{1}{\psi_{k,m}^k + \bar{\alpha}} ([A_n(u^k)]_{k,m} + \alpha(u^k - u^0) - f_{k,m}), \quad 1 \leq k \leq M, \quad 1 \leq m \leq N,$$

где

$$\psi_{k,m}^k = f \Delta \sigma \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \Delta x \Delta y \frac{u_{ij}}{[(x_k - x'_j)^2 + (y_l - y'_i)^2 + (u_{ij})^2]^{3/2}}.$$

Эту сумму $\psi_{k,m}^k$ можно интерпретировать как сумму элементов $(k \times M + l)$ -й строки матрицы производной $A'_n(u_n^k)$.

Вывод. Предложенный метод позволяет существенно упростить вычис-

ленияя по сравнению с методом Ньютона. Вместо вычисления обратной матрицы в методе Ньютона можно вычислить вектор, состоящий из сумм элементов строк матрицы и использовать его компоненты для восстановления соответствующей компоненты вектора решения u_n^k . Это делает метод экономичным по памяти — вместо хранения матрицы производной хранится вектор, а также по времени вычислений. Таким образом при больших сетках возможно обходиться небольшим количеством машинных ресурсов. Вычислительная сложность метода Ньютона составляет $O(n^2)$, если для обращения матрицы производной $A'_n(u_n)$ использовать методы градиентного типа, в то время как вычислительная сложность покомпонентного метода $O(n)$. Сей факт подтверждается вычислительными экспериментами в пункте 3.4.

3.1.2. Вычислительная оптимизация метода Ньютона

Для задач (2.31), (2.38) можно отметить, что элементы матриц $A'(u^0)$ (2.32), (2.39) принимают наибольшие значения при малых значениях $(x - x')$ и $(y - y')$ (рис. 3.1). Однако при возрастании глубины H асимптотической плоскости по сравнению с площадью D — размером сетки, выраженная «ленточность» матрицы производной оператора теряется.

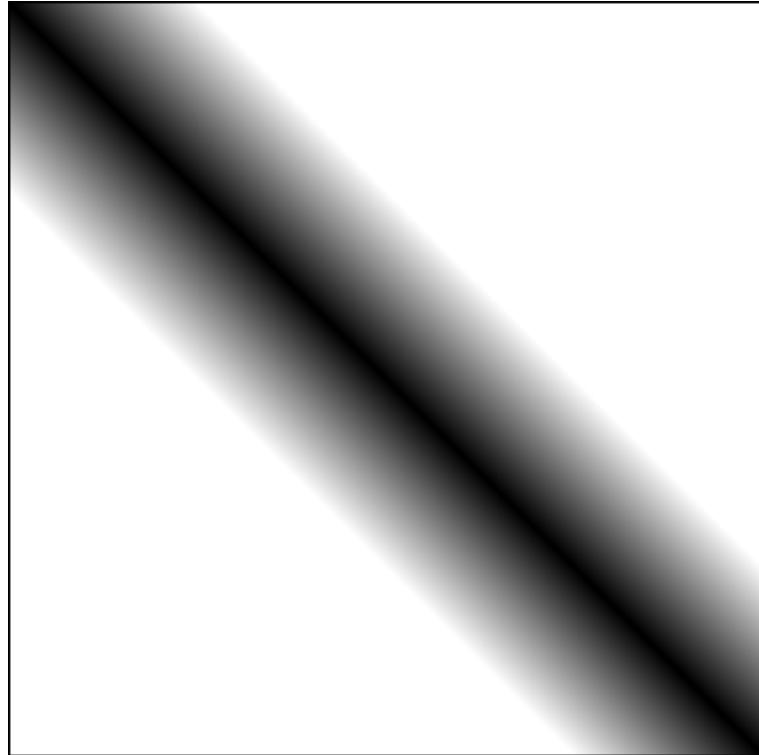


Рис. 3.1. Схема матрицы производной оператора A в задачах грави- магнитометрии в двухслойной среде

Поэтому в структурных обратных задачах грави- магнитометрии при небольших относительно размера сетки глубинах H при решении итерационными методами без существенной потери точности можно не учитывать значения элементов, отстоящих от диагонали далее, чем на β -ю часть размерности матрицы производной, то есть те значения a_{ij} , для которых $j \in \{i - h(\beta), .. i + h(\beta)\}$, где $h(\beta)$ — полуширина ленты матрицы, i, j — индекс элемента. Данный подход позволяет существенно уменьшить количество вычислительных операций, перейдя от плотно заполненных матриц к матрицам ленточного вида.

3.2. Покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта для решения обратной задачи гравиметрии для модели многослойной среды

Рассмотрим уравнение гравиметрии для модели многослойной среды.

Предполагается, что нижнее полупространство состоит из нескольких слоев постоянной плотности $\Delta\sigma_l (l = 1, \dots, L)$, разделенных искомыми поверхностями S_l , где L — число границ раздела (рис. 3.2). Гравитационный эффект от такого полупространства равен сумме гравитационных эффектов от всех поверхностей раздела. Пусть поверхности раздела задаются уравнениями $u_l(x, y)$,

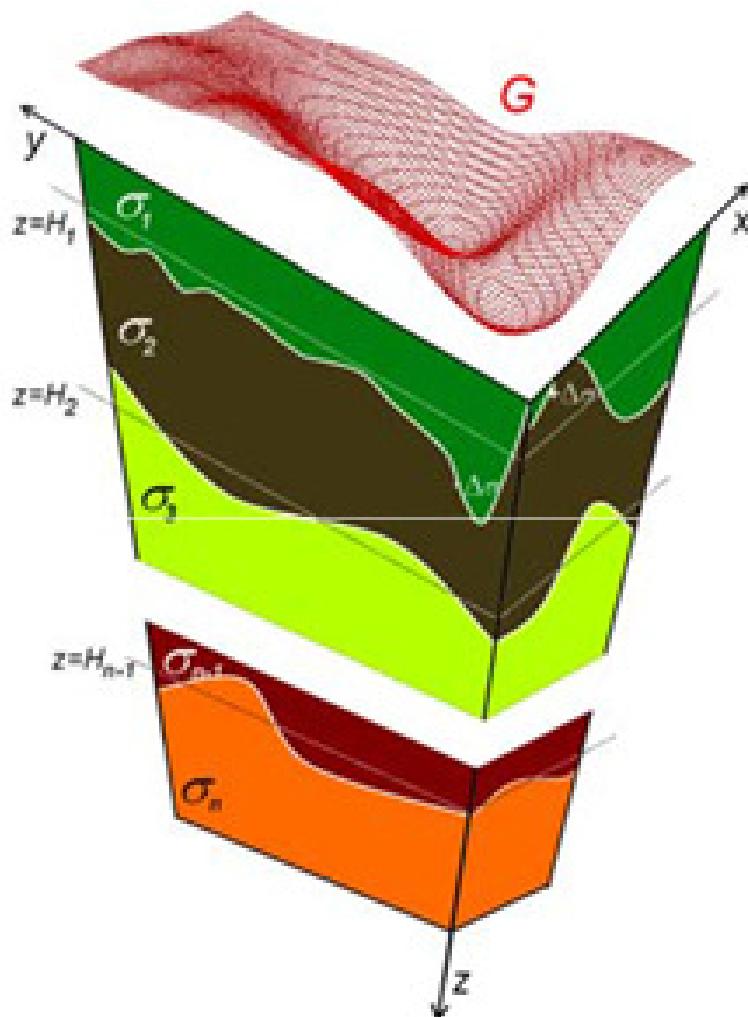


Рис. 3.2. Модель многослойной среды

скачки плотности на них равны $\Delta\sigma_l$. поверхности имеют горизонтальные асимптотические плоскости $u_l = H_l$, т.е.

$$\lim_{|x|,|y|\rightarrow\infty} |u_l(x,y) - H_l| = 0.$$

Функции $u_l(x,y)$, $u = (u_1(x,y), \dots, u_L(x,y))$, описывающие искомые поверхности раздела сред, удовлетворяют операторному уравнению

$$A(u) = \sum_{l=1}^L f \Delta\sigma_l \frac{1}{4\pi} \iint_D \left\{ \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + u_l^2(x,y)]^{1/2}} \right. \\ \left. - \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + H_l^2]^{1/2}} \right\} = \Delta g(x',y'), \quad (3.5)$$

где f — гравитационная постоянная, $\Delta\sigma_l (l = 1, \dots, L)$ скачки плотности, $\Delta g(x',y') = \sum_{l=1}^L g_l$ — суммарное аномальное гравитационное поле.

Предварительная обработка гравитационных данных с выделением аномального поля из измеренного выполняется по методике [76]. Задача является недоопределенной, так как мы ищем несколько функций $u_l(x,y)$ по заданной функции $\Delta g(x',y')$. Поэтому необходимо использовать весовые множители, которые могут быть найдены по формулам из [37]:

$$F = [F_1, F_2, \dots, F_L] = (f_1, f_2, \dots, f_{M \times L}, \dots, f_{L \times M \times N})$$

$$\rightarrow (w_1, w_2, \dots, w_{L \times M \times N}),$$

$$w_i = \frac{|f_i|^\beta}{\max_i |f_i|^\beta}, \quad \beta > 1, \quad (3.6)$$

где $F_l (l = 1, 2, \dots, L)$ — аномальные гравитационные поля, создаваемые гравитирующими массами, находящимися на соответствующих глубинах H_l и разделенных границами раздела $S_l (l = 1, 2, \dots, L)$.

После дискретизации уравнения (3.5) на сетке $n = M \times N$ с заданной правой частью $\Delta g(x', y')$ и аппроксимации интегрального оператора $A(u)$ по квадратурным формулам, получаем вектор правой части $F(x', y')$ размера $M \times N$, вектор решения $u(x, y) = [u_1(x, y), \dots, u_L(x, y)]$ размерности $L \times M \times N$, полученный конкатенацией векторов решений, соответствующих l -й границе раздела, матрицу производной оператора $A'(u)$ размерности $(M \times N) \times (L \times M \times N)$, полученной приписыванием справа к матрице производной $A'(u^l)$ в точке u^l матрицы $A'(u^{l+1})$, где

$$[A'(u_n^l)h_n]_{k,m} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \Delta x \Delta y \frac{u_{ij}^l h_{ij}^l}{[(x_k - x_i')^2 + (y_m - y_j')^2 + (u_{ij}^l)^2]^{3/2}}, \quad (3.7)$$

и систему нелинейных уравнений

$$A_n[u] = F_n. \quad (3.8)$$

Для решения задач (2.29), (3.5) предлагается метод покомпонентного типа, основанный на идее метода Левенберга – Марквардта.

Для аппроксимации решения уравнения (2.30) метод Левенберга – Марквардта (МЛМ) имеет вид:

$$u^{k+1} = u^k - \gamma [A'(u^k)^* A'(u^k) + \alpha I]^{-1} A'(u^k)^* (A(u^k) - f_\delta), \quad (3.9)$$

где $A'(u^k)^*$ — оператор, сопряженный к производной оператора A задачи $A'(u)$, $\alpha > 0$ — параметр регуляризации, $\|f - f_\delta\| \leq \delta$.

В работах В.В. Васина [48], [50] был исследован метод Левенберга – Марквардта

$$u^{k+1} = u^k - \gamma [A'(u^k)^* A'(u^k) + \alpha I]^{-1} [A'(u^k)^* (A(u^k) - f_\delta)] \quad (3.10)$$

и его модифицированный вариант

$$u^{k+1} = u^k - \gamma [A'(u^0)^* A'(u^0) + \alpha I]^{-1} [A'(u^k)^* (A(u^k) - f_\delta)] \quad (3.11)$$

для решения регуляризованного уравнения

$$A'(u)^* (A(u) - f_\delta) + \alpha(u - u^0) = 0,$$

где γ — демпфирующий множитель, u^0 — некоторое приближение к u_α , $\alpha > 0$.

На основании выводов, сделанных М.Ю. Кокуриным [65] о свойствах градиента $\Phi'_\alpha(u)$ тихоновского функционала

$$\Phi_\alpha(u) = (1/2)(\|A(u) - f_\delta\|^2 + \alpha\|u - \xi\|^2)$$

было установлено, что при выборе параметров $\bar{\alpha}$, α , γ имеет место сильная сходимость итераций (3.10), (3.11) скорректированных в виде

$$u^{k+1} = u^k - \gamma [A'(u^k)^* A'(u^k) + \bar{\alpha} I]^{-1} \Phi'_\alpha(u^k)$$

и

$$u^{k+1} = u^k - \gamma [A'(u^0)^* A'(u^0) + \bar{\alpha} I]^{-1} \Phi'_\alpha(u^k)$$

соответственно к регуляризованному решению u_α .

По аналогии с выводом покомпонентного метода типа Ньютона (3.3), можно выполнить прием вынесения $\Delta u_l(x', y')$ за знак интегрального оператора, как в (3.2) и запишем итерационную последовательность восстановления каждой из неизвестных границ u_l

$$u_l^{k+1} = u_l^k - \gamma \frac{1}{\varphi_l + \bar{\alpha}} \Lambda [A'(u_l^k)^T (A(u^k) - f_\delta) + \alpha(u_l^k - u_l^0)], \quad (3.12)$$

где l — номер границы раздела, $l = 1, \dots, L$, Λ — диагональная матрица, состоящая из весовых множителей,

$$\begin{aligned}\varphi_l &= \left[f \Delta\sigma \int_a^b \int_c^d K'_u(x', y', x, y, u_l^k(x, y)) dx' dy' \right] \\ &\times \left[f \Delta\sigma \int_a^b \int_c^d K'_u(x, y, x', y', u_l^k(x, y)) dx dy \right],\end{aligned}$$

где $K'_u(x', y', x, y, u_l^k(x, y))$ — функция ядра, транспонированного к ядру $K'_u(x, y, x', y', u^k(x, y))$. Величина φ_l зависит от u_l^k . Итерационный процесс (3.12) перепишем в дискретной форме

$$u_{l,i}^{k+1} = u_{l,i}^k - \gamma \frac{1}{\varphi_{l,i} + \bar{\alpha}} w_{l,i} \left[\{A'(u_l^k)^T (A(u^k) - f_\delta)\}_i + \alpha(u_{l,i}^k - u_{l,i}^0) \right], \quad (3.13)$$

где $w_{l,i}$ — i -й весовой множитель, зависящий от l -й границы раздела,

$$\begin{aligned}\varphi_{l,i} &= \left[f \Delta\sigma \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^M K'_u(x'_k, y'_m, \{x, y\}_i, u_{l,i}^k) \Delta x' \Delta y' \right] \\ &\times \left[f \Delta\sigma \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^M K'_u(x_k, y_m, \{x', y'\}_i, u_l^k(x_k, y_m)) \Delta x \Delta y \right].\end{aligned}$$

Вывод. Преимущества покомпонентного метода типа Левенберга – Марквардта в низкой вычислительной сложности и меньших затратах памяти, по сравнению с классическим методом Левенберга – Марквардта. Здесь не требуется вычисления матрицы $A'(u^k)^T A'(u^k) + \alpha I$ и хранения ее в памяти, что значительно снижает потребление памяти. Это делает метод более экономичным в численных расчетах по сравнению с (3.10), (3.11), где вычислительная сложность алгоритмов достигает $O(n^3)$ в силу умножения матриц $A'(u^k)^T A'(u^k)$ и обращения матрицы $A'(u^k)^T A'(u^k) + \alpha I$. Вычислительная сложность (3.12) со-

ставляет $O(n^2)$ потому что самыми затратными по времени операциями являются вычисление элементов матрицы $A'(u^k)^T$ и матрично-векторные умножения. Таким образом, покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта является достаточно экономичным алгоритмом решения обратной задачи гравиметрии в многослойной среде.

3.3. Использование параллельных вычислений

Для исследования параллельных свойств и сравнения работы последовательных и параллельных алгоритмов вводятся некоторые характеристики. Основные — это коэффициенты ускорения и эффективности:

$$S_m = \frac{T_1}{T_m},$$

$$E_m = \frac{S_m}{m},$$

где T_1 — время выполнения последовательного алгоритма на одном процессорном ядре, T_m — время выполнения параллельного алгоритма на m ($m > 1$) ядрах процессора.

T_m представляет собой совокупность чистого времени счета и накладных расходов на создание и синхронизацию потоков исполнения

$$T_m = T_c + T_o.$$

Число процессорных ядер m соответствует упомянутому разбиению матрицы и векторов на m фрагментов.

В общем случае эффективность распараллеливания E_m меняется в пределах $0 < E_m < 1$. В идеальном случае при равномерной и сбалансированной загрузке процессорных ядер и минимальном времени на накладные расходы E_m близко к единице, но при решении практических задач она уменьшается за счет накладных расходов и дисбаланса нагрузки.

Основной целью при построении параллельных алгоритмов является по-

лучение максимального ускорения и эффективности:

$$S_m \rightarrow m,$$

$$E_m \rightarrow 1.$$

Главными условиями высокой эффективности являются:

- 1) равномерная загрузка процессорных ядер (отсутствие простоев);
- 2) масштабируемость параллельного алгоритма, т.е. возможность ускорения вычислений пропорционально увеличению числа используемых процессорных ядер.

В качестве инструментов для создания параллельных программ автором использовались средства OpenMP в совокупности с компилятором Intel C++ Compiler и CUDA. Эти технологии общедоступны, так как многоядерные процессоры Intel и видеокарты NVIDIA распространены повсеместно и часто составляют аппаратное обеспечение современных ПК.

Основную часть вычисления рассмотренных методов составляют операции линейной алгебры: матрично-векторные операции, матричные умножения и т.д. Распараллеливание вычислений производится путем разбиения матриц и векторов на горизонтальные блоки, количество которых соответствует числу ядер процессора или блоков видеокарты.

3.3.1. При создании кода параллельной программы OpenMP используются директивы `#pragma omp` — указания компилятору, какой участок программы будет выполняться параллельно (рис. 3.3¹). Особенность выполнения параллельной OpenMP программы в блоке действия директивы `#pragma omp parallel` в создании мастер-потока (`[master]`), раздающего команды подчиненным ему потокам (*slaves*). Эти команды заключаются, в основном, в раздаче фрагментов

¹ Рисунок взят из интернет-ресурса Intel Developer Zone.

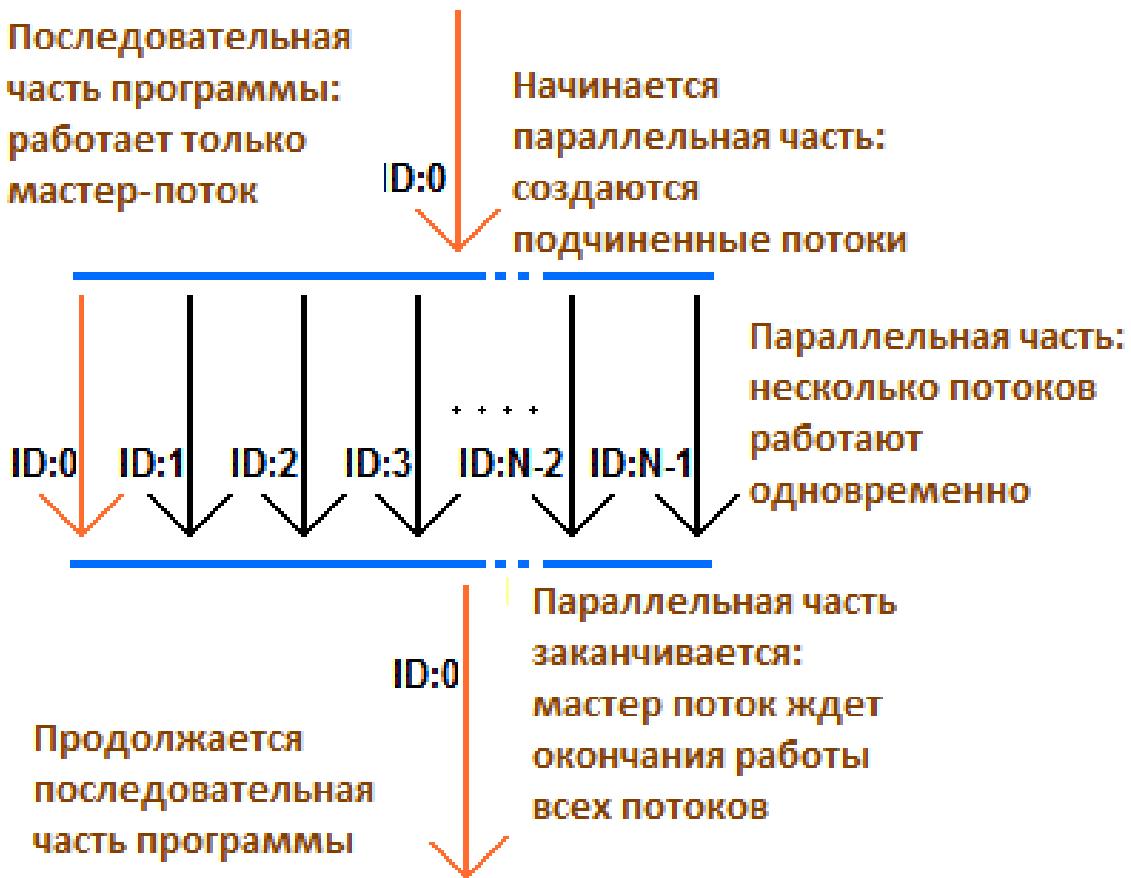


Рис. 3.3. Принцип работы потоков в OpenMP

данных каждому потоку, включая мастер-поток, и в синхронизации результатов.

3.3.2. Технология CUDA для вычисления на видеокартах NVIDIA имеет свои особенности. Видеокарта представляет собой периферийное устройство, при подключении к хост-машине (ПК) инициализируются тысячи потоков — ядер. Поэтому при написании параллельного CUDA-кода требуется четко разграничивать пространство действия центрального процессора (*host*) и видеокарты (*device*). Задачей кода для *host* требуется инициализация входных данных, запуск подпрограмм для видеокарты на тех участках кода, где требуется распараллеливание. Программный код для *device* состоит из специальных подпрограмм — ядерных функций, выполняющихся непосредственно на видеокарте. Ядерная функция выполняется каждым ядром графического процессора внут-

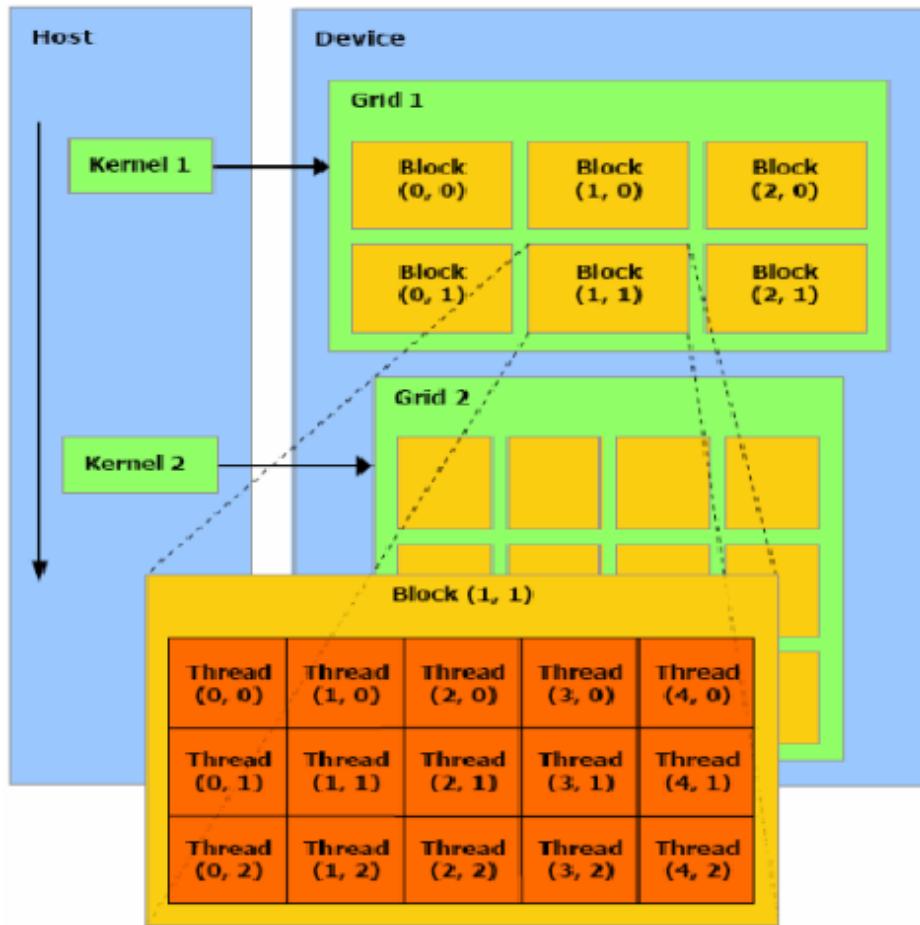


Рис. 3.4. Иерархия компонентов вычислительной сетки GPU

ри блока, все блоки составляют вычислительную сетку *grid*. Каждый из блоков имеет свой уникальный *id* в пределах *grid*, каждое ядро имеет свой уникальный *id* в пределах своего блока (рис. 3.4²).

3.3.3. Параллельные алгоритмы для решения (3.5) были численно реализованы на многоядерном процессоре Intel Xeon и на графических ускорителях NVIDIA Tesla, являющихся вычислительными компонентами суперкомпьютера «Уран», установленного в Институте математики и механики УрО РАН. Параллельные программы для запуска на процессоре Intel Xeon были разработаны с использованием технологии OpenMP и библиотеки Intel MKL library, программы для запуска на GPU были разработаны с использованием технологии CUDA и библиотеки CUBLAS.

² Рисунок взят из интернет-журнала Хакер.

3.4. Решение модельных задач гравиметрии и магнитометрии на многопроцессорных системах

3.4.1. Решение задач гравиметрии и магнитометрии методами ньютоновского типа

Рассматривается эксперимент по восстановлению границы раздела в двухслойной среде модифицированным методом Ньютона, его оптимизированным вариантом (с использованием ленточной матрицы производной оператора) и покомпонентным методом Ньютона (для обратной задачи гравиметрии) с параллелизацией вычислений. Решается модельная задача.

Целью эксперимента является сравнить методы по точности решения, в том числе, в случае возмущенной правой части, и временам выполнения.

Точное решение уравнения гравиметрии, определяющее поверхность раздела сред (рис. 3.5), задается формулой

$$\begin{aligned}\hat{u}(x, y) = & 5 - 3.21e^{-(x/10.13-6.62)^6 - (y/9.59-2.93)^6} - 2.78e^{-(x/9.89-4.12)^6 - (y/8.63-7.435)^6} \\ & + 3.19e^{-(x/9.89-4.82)^6 - (y/8.72-4.335)^6}. \end{aligned}\quad (3.14)$$

Поверхность задана на области $D = \{0 \leq x \leq 270, 0 \leq y \leq 300\}$, с асимптотической плоскостью $H = 5$, размерами шагов сетки $\Delta x = \Delta y = 0.3$, скачком плотности $\Delta\sigma = 0.2$ г/см³. Восстановлена поверхность раздела (рис. 3.6).

Точное решение уравнения магнитометрии (рис. 3.7), определяющее поверхность раздела сред, задается формулой

$$\hat{u}(x, y) = 5 - 2e^{-(x/10-3.5)^6 - (y/10-2.5)^6} - 3e^{-(x/10-5.5)^6 - (y/10-4.5)^6},$$

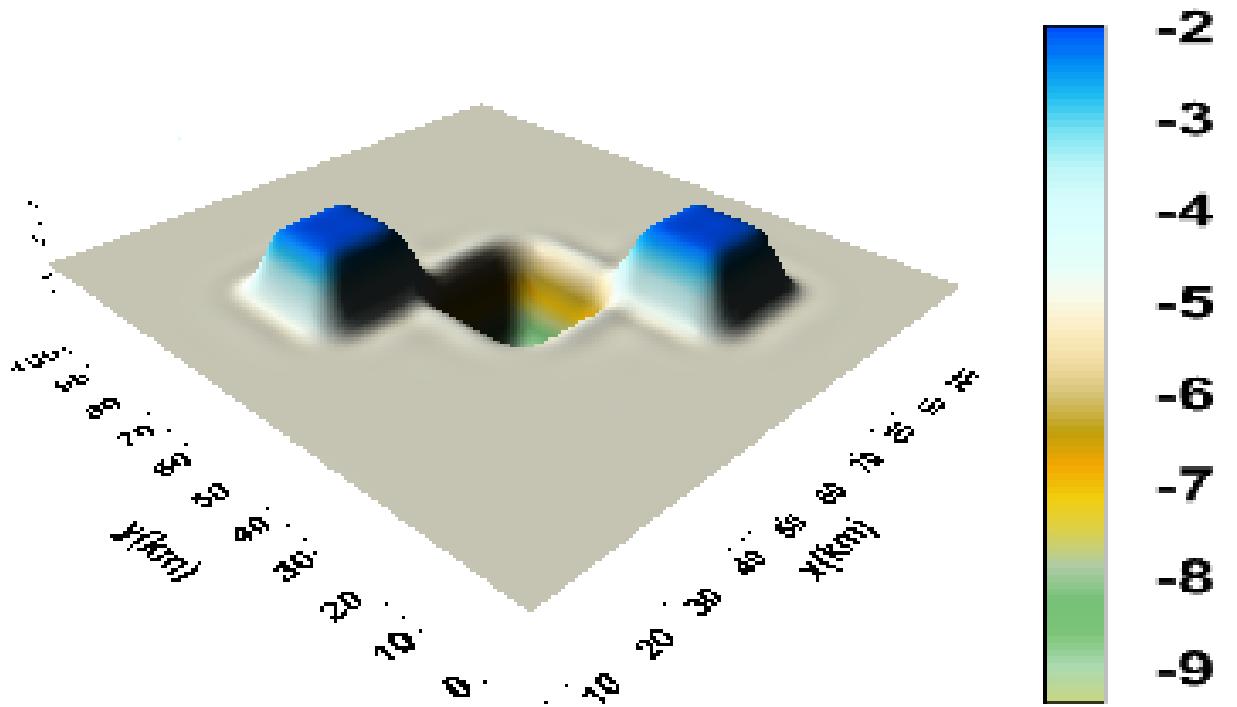


Рис. 3.5. Модельная поверхность «Две горки и впадина»

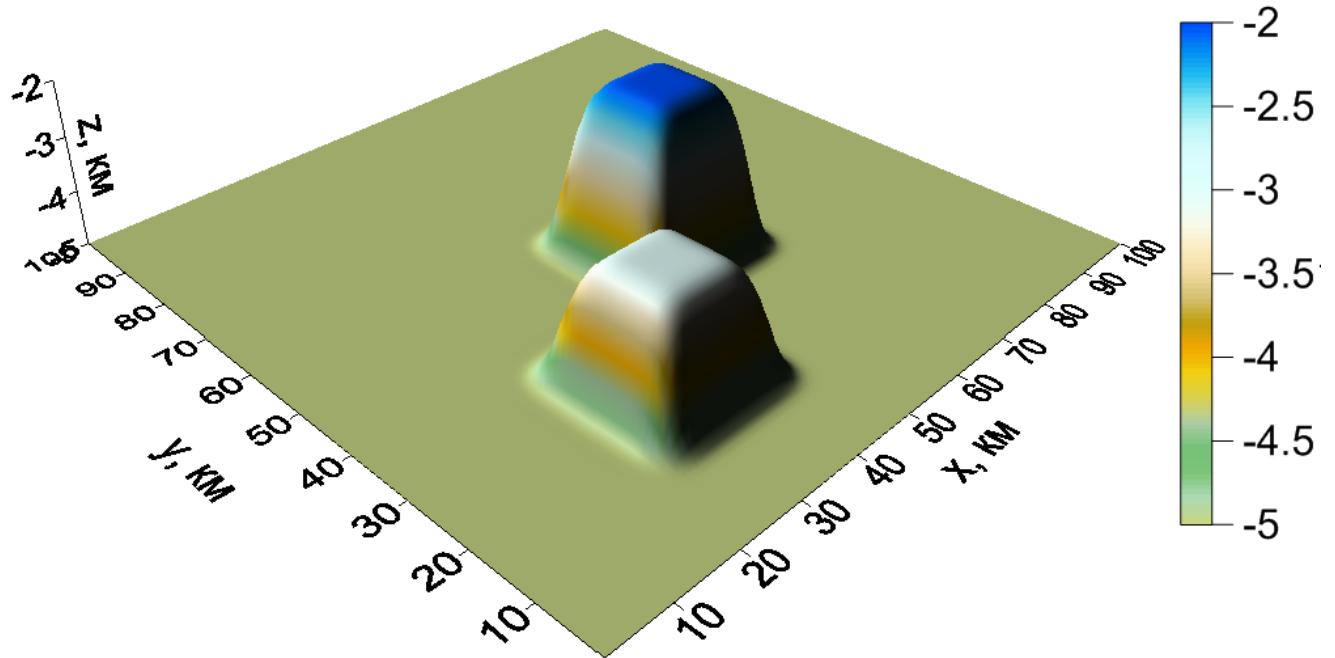


Рис. 3.7. Модельная поверхность «Две горки»

Поверхность задана на области $D = \{0 \leq x \leq 300, 0 \leq y \leq 300\}$, $H = 5$, $\Delta x = \Delta y = 0.3$, скачком вектора намагниченности $\Delta J = 0.4$ А/м. Восстановлена поверхность раздела (рис. 3.8).

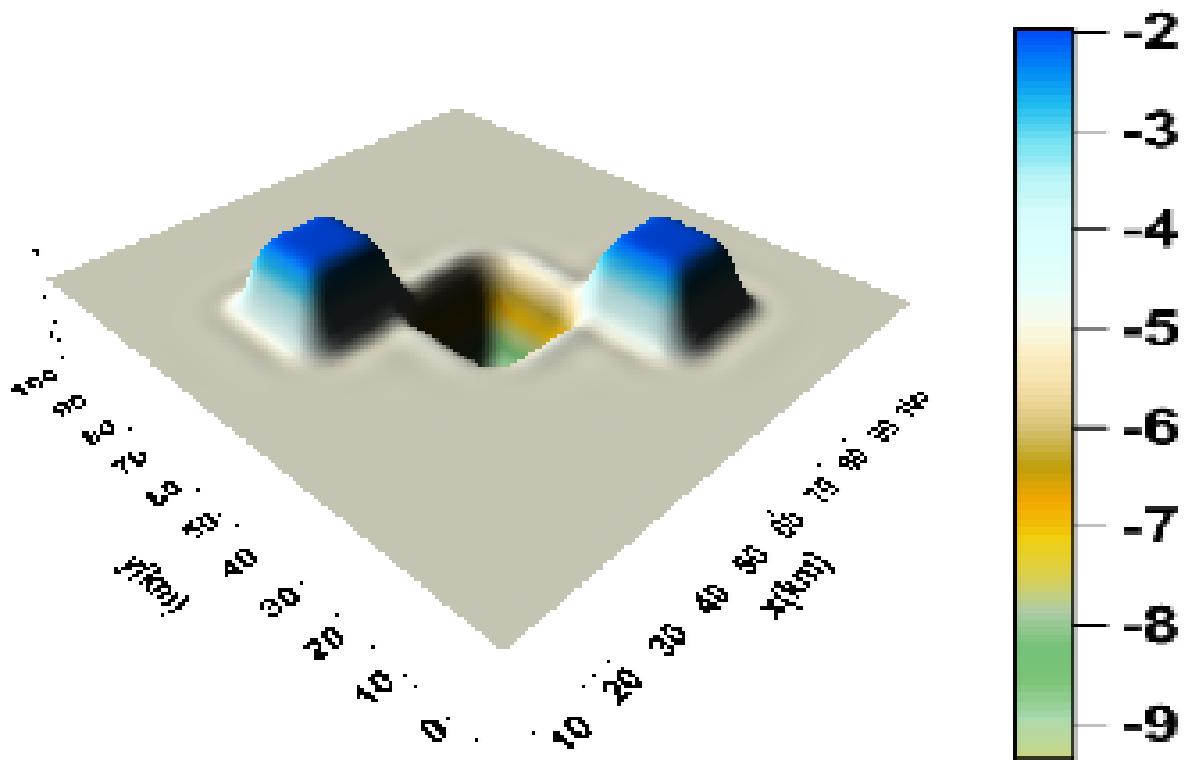


Рис. 3.6. Восстановленная поверхность

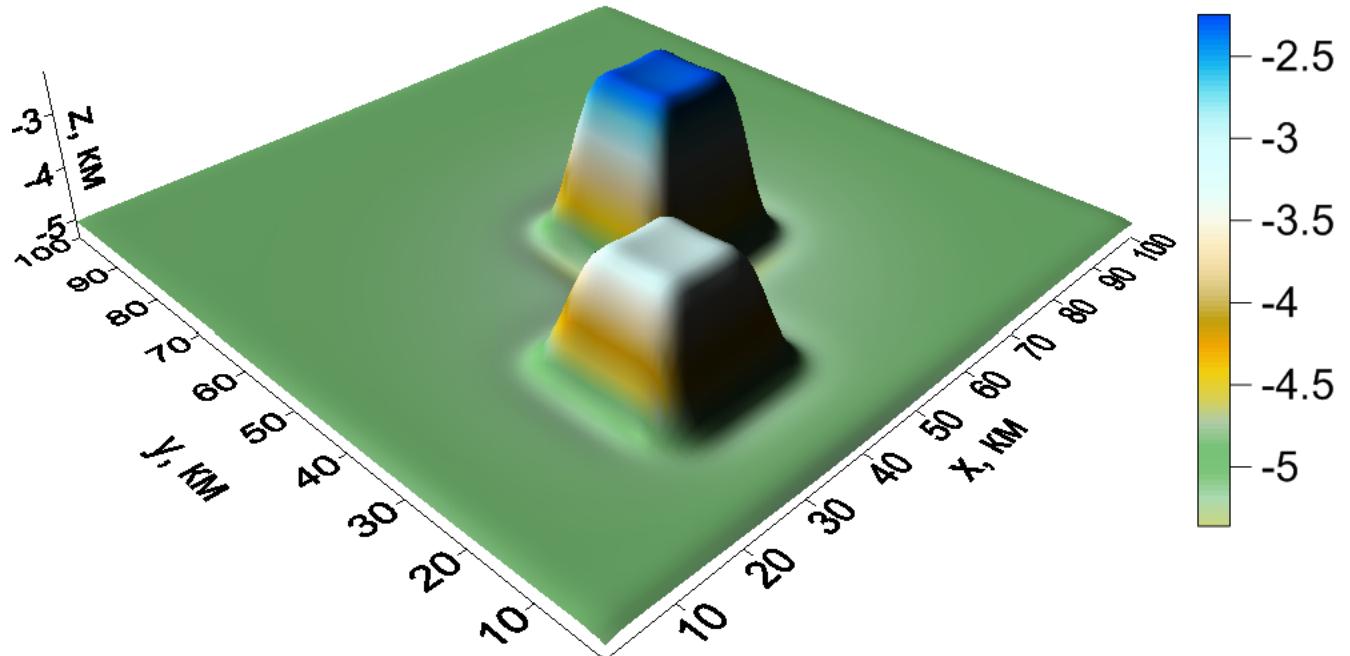


Рис. 3.8. Приближенное решение задачи магнитометрии

В таблицах 3.1, 3.2 приведены результаты расчетов, критерий останова итераций $\delta = \|u_e - u_a\|/\|u_e\| \leq 0.025$, параметры регуляризации $\alpha = \bar{\alpha} = 10^{-3}$, по-

Таблица 3.1. Сравнение методов решения задачи гравиметрии

Метод	N	Δ	T_1	T_8	S_8	E_8
Метод Ньютона	3	0.041	22 мин	2 мин 40 сек	8	1
Модифицированный метод Ньютона	5	0.042	32 мин	4 мин	8	1
Метод Ньютона с ленточной матрицей	4	0.041	24 мин	3 мин	8	1
Покомпонентный метод Ньютона	6	0.041	17 мин	2 мин	8	1

Таблица 3.2. Сравнение методов решения задачи магнитометрии

Метод	N	Δ	T_1	T_8	S_8	E_8
Метод Ньютона	3	0.05	9 мин	1 мин 30 сек	6	0.75
Модифицированный метод Ньютона	6	0.051	15 мин 30 сек	2 мин	7.75	0.96
Метод Ньютона с ленточной матрицей	5	0.05	9 мин 36 сек	1 мин 12 сек	8	1

луширина ленты матрицы производной $\beta = 1/4$ для задачи гравиметрии и $\beta = 1/5$ для задачи магнитометрии. Демпфирующий коэффициент $\gamma = 1.2$ для покомпонентного метода Ньютона. Обозначение $\Delta = \|A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta\| / \|f_\delta\|$ — относительная норма регуляризованной невязки, N — число итераций, T_1 — время счета последовательной программы, T_8 — время счета программы на многоядерном процессоре Intel Xeon с использованием 8 ядер процессора, S_8 — ускорение на 8 ядрах процессора, E_8 — эффективность.

Таблица 3.3. Оценка ускорения и эффективности параллельной программы «Модифицированный метод Ньютона»

Количество ядер, m	Время, T_m	Ускорение, S_m	Эффективность, E_m
1	32	1	1
2	17	1.88	0.94
4	9	3.5	0.88
8	4	8	1

В таблице 3.3 приводятся данные по результатам распараллеливания программы, реализующей модифицированный метод Ньютона. За T_m обозначено время выполнения на m ядрах процессора, S_m — ускорение и E_m — эффективность.

Также были проведены эксперименты в случае с возмущенной правой частью. На f был наложен гауссовский шум с математическим ожиданием $\mu_g = 0.5$ и дисперсией $\sigma_g = 0.7$ в случае гравитационного поля и $\mu_m = 0.002$ и дисперсией $\sigma_m = 0.001$ для магнитного поля. В первом случае шум составляет 16%, во втором — 6%. На рис.3.9, 3.10 изображены возмущенные поля, на рис.3.11 и 3.11 восстановленные модифицированным методом Ньютона поверхности раздела сред для задач с возмущенными данными.

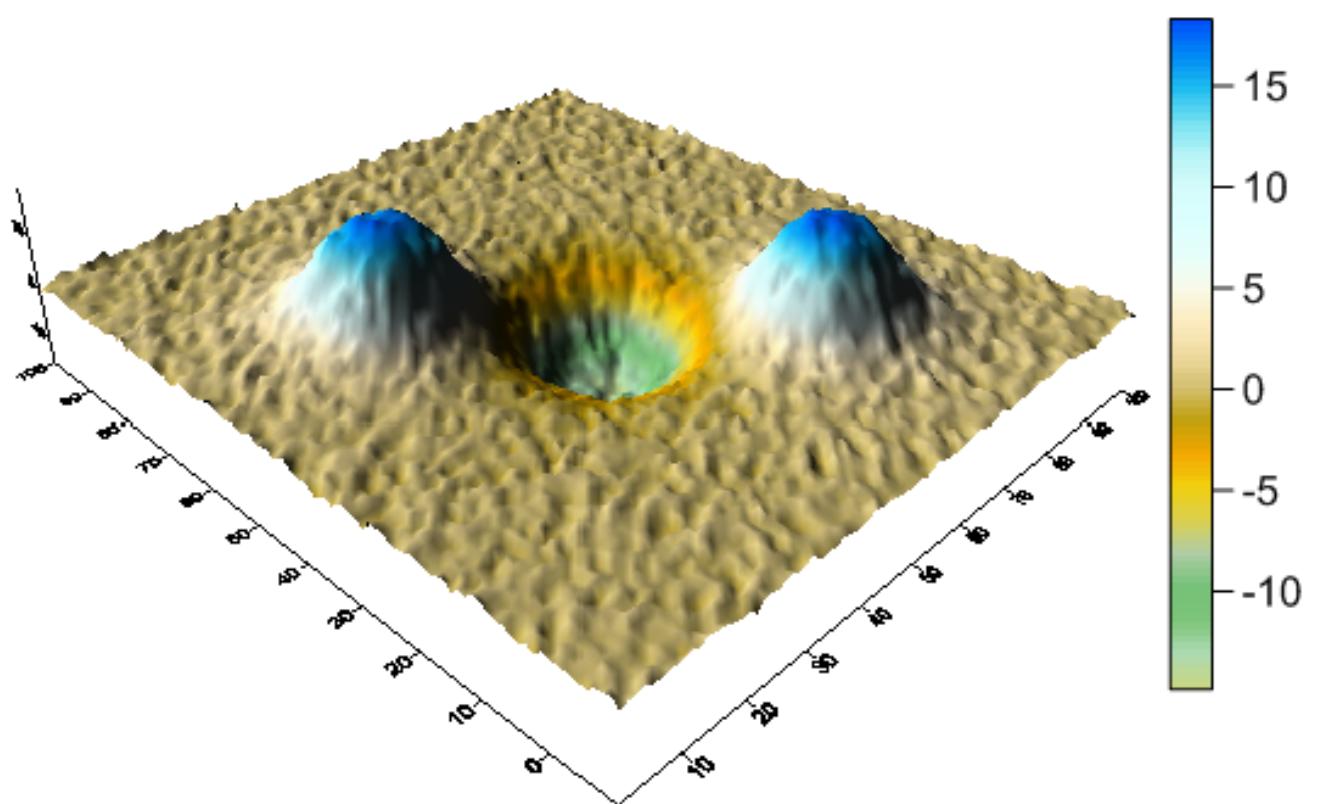


Рис. 3.9. Гравитационное поле с шумом

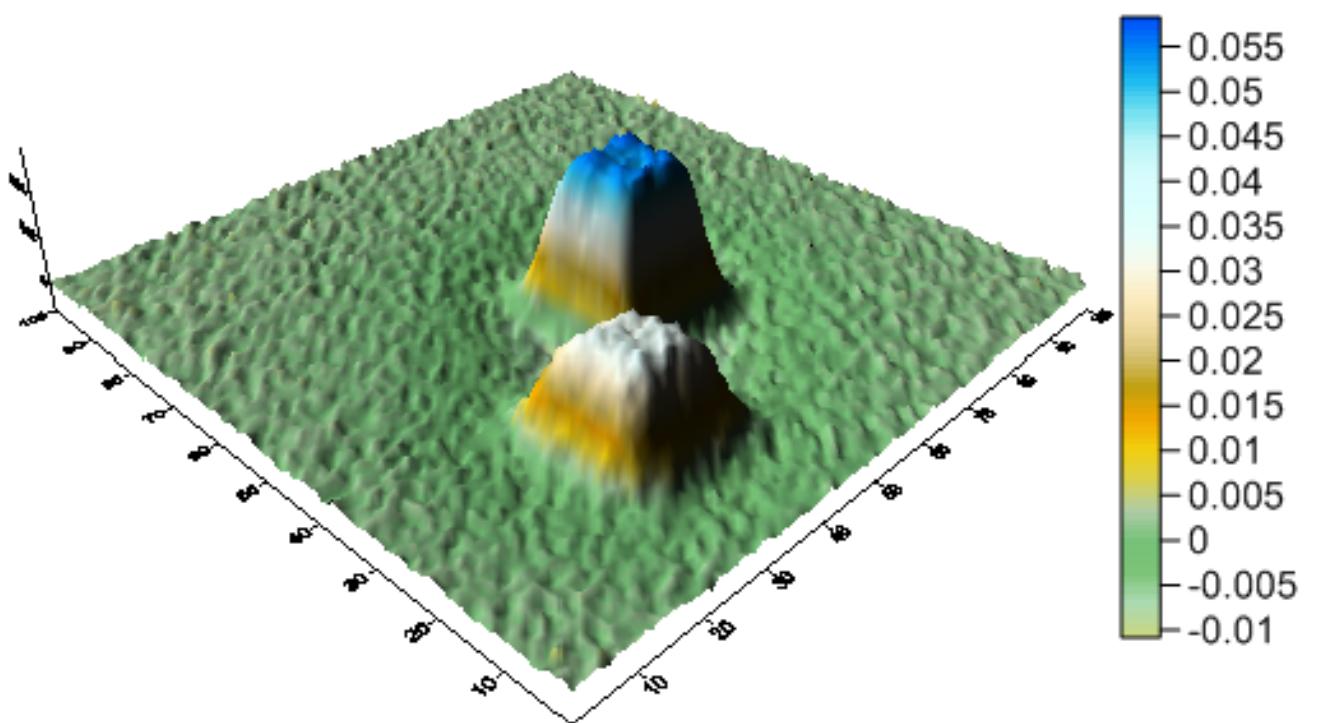


Рис. 3.10. Магнитное поле с шумом

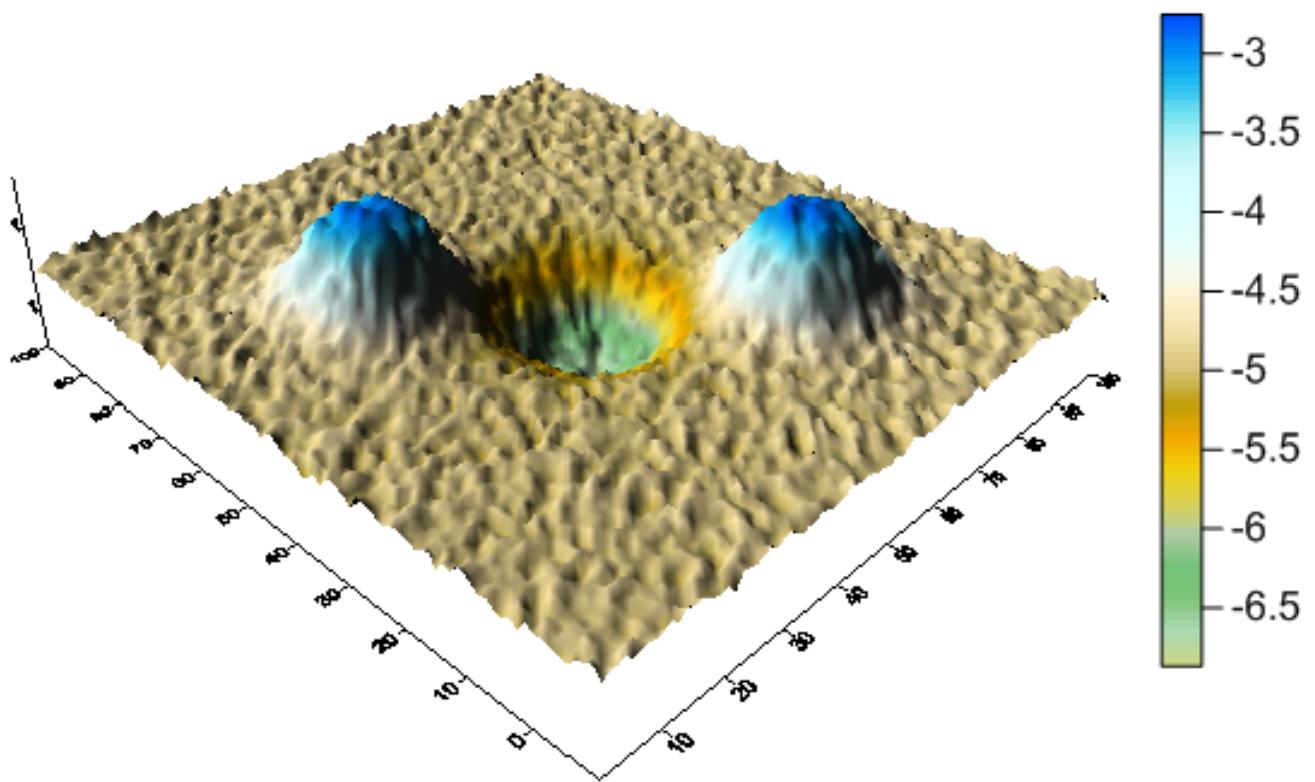


Рис. 3.11. Приближенное решение ММН задачи гравиметрии с шумом

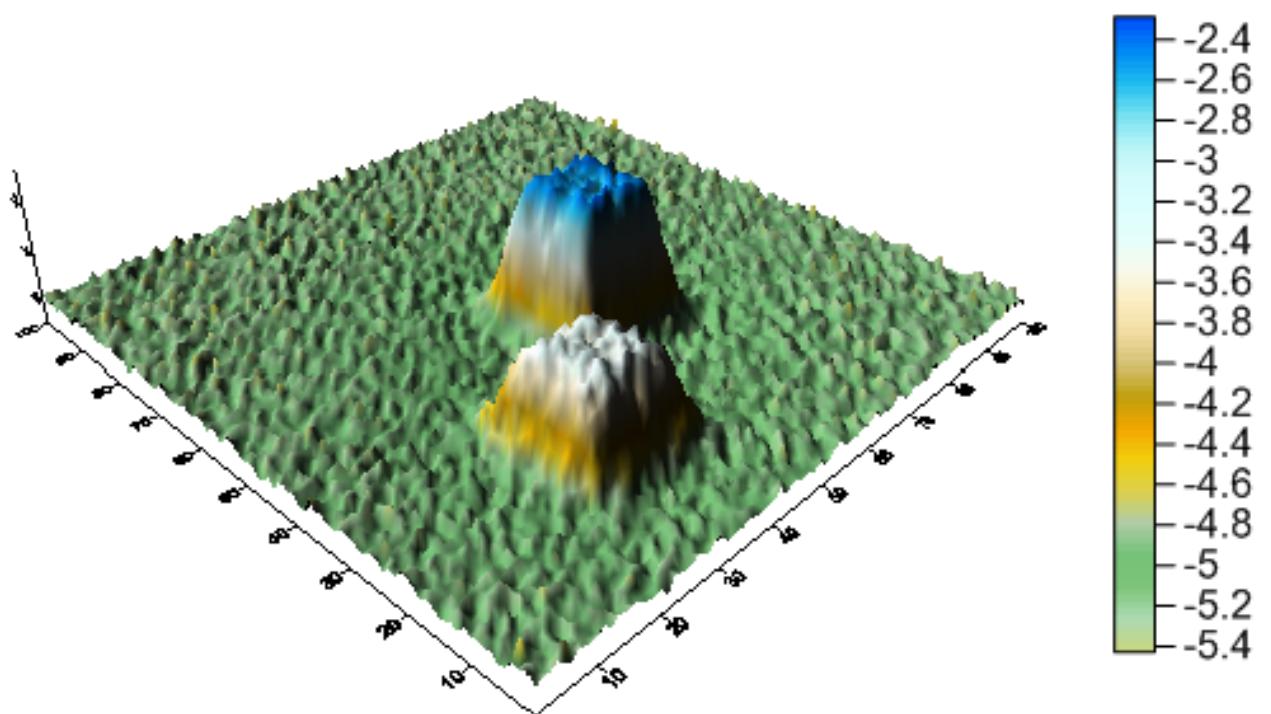


Рис. 3.12. Приближенное решение ММН задачи магнитометрии с шумом

В таблицах 3.4, 3.5 приведены результаты расчетов, где γ — параметр

регулировки шага. Критерий останова — относительная погрешность $\delta < 10^{-1}$.

Таблица 3.4. Результаты для задачи гравитометрии с шумом

Метод	Параметры	N	Δ
Метод Ньютона	$\gamma = 0.2, \alpha = 0.1, \bar{\alpha} = 1$	5	0.47
Модифицированный метод Ньютона	$\gamma = 0.2, \alpha = 0.1, \bar{\alpha} = 1$	5	0.46
Метод Ньютона с ленточной матрицей	$\gamma = 0.2, \alpha = 0.1, \bar{\alpha} = 1$	5	0.46
Покомпонентный метод Ньютона	$\gamma = 1.2, \alpha = 0.1, \bar{\alpha} = 1$	7	0.46

Таблица 3.5. Результаты для задачи магнитометрии с шумом

Метод	Параметры	N	Δ
Метод Ньютона	$\gamma = 1, \alpha = 10^{-3}, \bar{\alpha} = 0.1$	5	0.49
Модифицированный метод Ньютона	$\gamma = 1, \alpha = 10^{-3}, \bar{\alpha} = 0.1$	6	0.49
Метод Ньютона с ленточной матрицей	$\gamma = 1, \alpha = 10^{-3}, \bar{\alpha} = 0.1$	5	0.49

Вывод. Исключение из матрицы производной оператора $A'(u^k)$ элементов, далеко отстоящих от диагонали, почти не влияет на сходимость метода Ньютона. Данные, полученные в ходе расчетов, не проиворечат теоремам главы 2 о сходимости методов Ньютона и его модифицированного варианта. В частности, в задаче гравиметрии для методов понадобилось уменьшать параметр γ для обеспечения сходимости итерационных процессов. Замена матрицы производной на ленточную не оказывает существенного влияния на скорость сходимости за счет почти не измененного параметра N_1 в оценках теоремы 2.1.

В покомпонентным методе типа Ньютона удалось восстановить границу раздела так же за счет изменения параметров регуляризации. Все алгоритмы обладают высокой степенью параллелизма, что дает почти n -кратное уменьшение времени счета программ при использовании n ядер процессора. Из таблицы 3.3 видно, что ускорение S_m и эффективность E_m близки к максимальным показателям.

3.4.2. Решение обратной структурной задачи гравиметрии модифицированным методом Ньютона и покомпонентным методом типа Ньютона

Рассматривается эксперимент по восстановлению границы раздела в двухслойной среде модифицированным методом Ньютона (ММН) и покомпонентным методом типа Ньютона (ПМН) с распараллеливанием вычислений на многоядерном процессоре. Решается модельная задача.

Целью моделирования является сравнить модифицированный метод Ньютона и покомпонентный метод типа Ньютона по точности приближенных решений и по временам выполнения на больших сетках (512×512).

Точное решение уравнения гравиметрии, определяющее поверхность раздела сред, задается формулой (3.14) на области $D = \{0 \leq x \leq 300, 0 \leq y \leq 330\}$, с асимптотической плоскостью $H = 5$, размерами шагов сетки $\Delta x = \Delta y = 0.33$, скачком плотности $\Delta\sigma = 0.21 \text{ г}/\text{см}^3$.

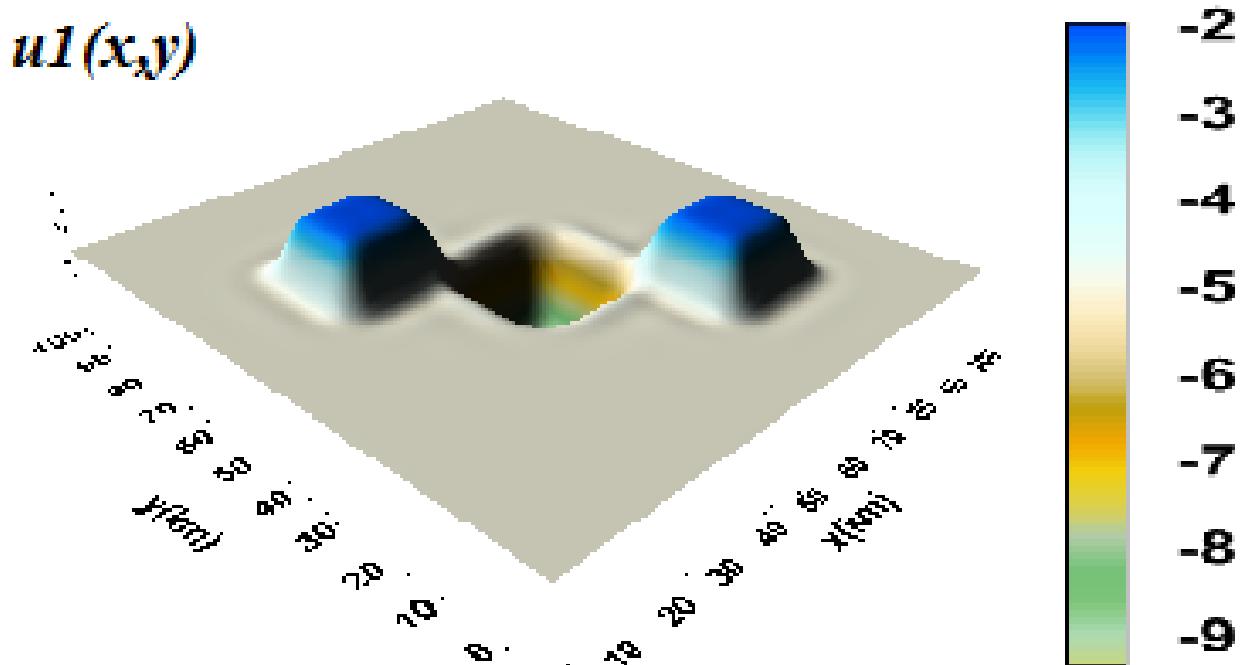


Рис. 3.13. Решение, полученное ММН

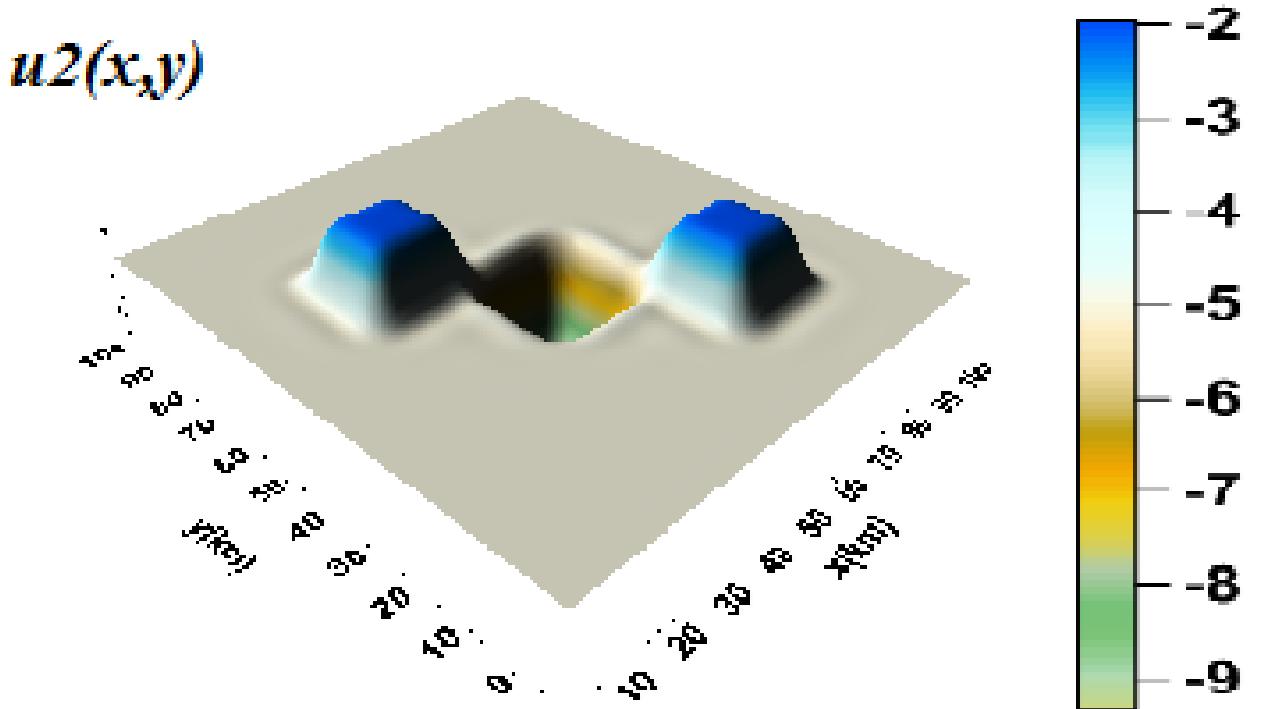


Рис. 3.14. Решение, полученное полученнное ПМН

На рис. 3.13, 3.14 изображены восстановленные поверхности обоими методами. Вычисления производились для сеток размерами 100×110 , 300×330 . Параметры регуляризации $\alpha = \bar{\alpha} = 10^{-3}$, демпфирующий параметр $\gamma = 1.8$ для покомпонентного метода Ньютона. Критерий останова итераций $\delta = \|u_e - u_a\|/\|u_e\| < 10^{-2}$, N — число итераций, $\Delta = \|A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta\|/\|f_\delta\|$ — относительная норма регуляризованной невязки, T_1 — время счета последовательной программы, T_8 — время счета программы на многоядерном процессоре Intel Xeon с использованием 8 ядер процессора, S_8 — ускорение на 8 ядрах процессора, E_8 — эффективность.

Таблица 3.6. Сравнение модифицированного и покомпонентного методов Ньютона

Показатели	Модифицированный метод Ньютона	Покомпонентный метод типа Ньютона
Число итераций, N	16	21
Отн. норма невязки, Δ	0.002	0.002
Время, T_1 на сетке 300×330	21 мин	11 мин
Время, T_1 на сетке 512×512	61 мин	19 мин
Время, T_8 на сетке 512×512	7 мин 50 сек	2 мин 33 сек
Ускорение, S_8	7.82	7.45
Эффективность, E_8	0.97	0.93

Также были проведены вычисления для возмущенной правой части из эксперимента 3.4.1. На рис. 3.15, 3.16 изображены восстановленные поверхности обоими методами из возмущенной правой части. Результаты приводятся в таблице 3.7. Критерием останова послужило условие $\Delta = \|A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta\|/\|f_\delta\| < 0.18$, $\delta = \|u_e - u_a\|/\|u_e\| < 10^{-2}$.

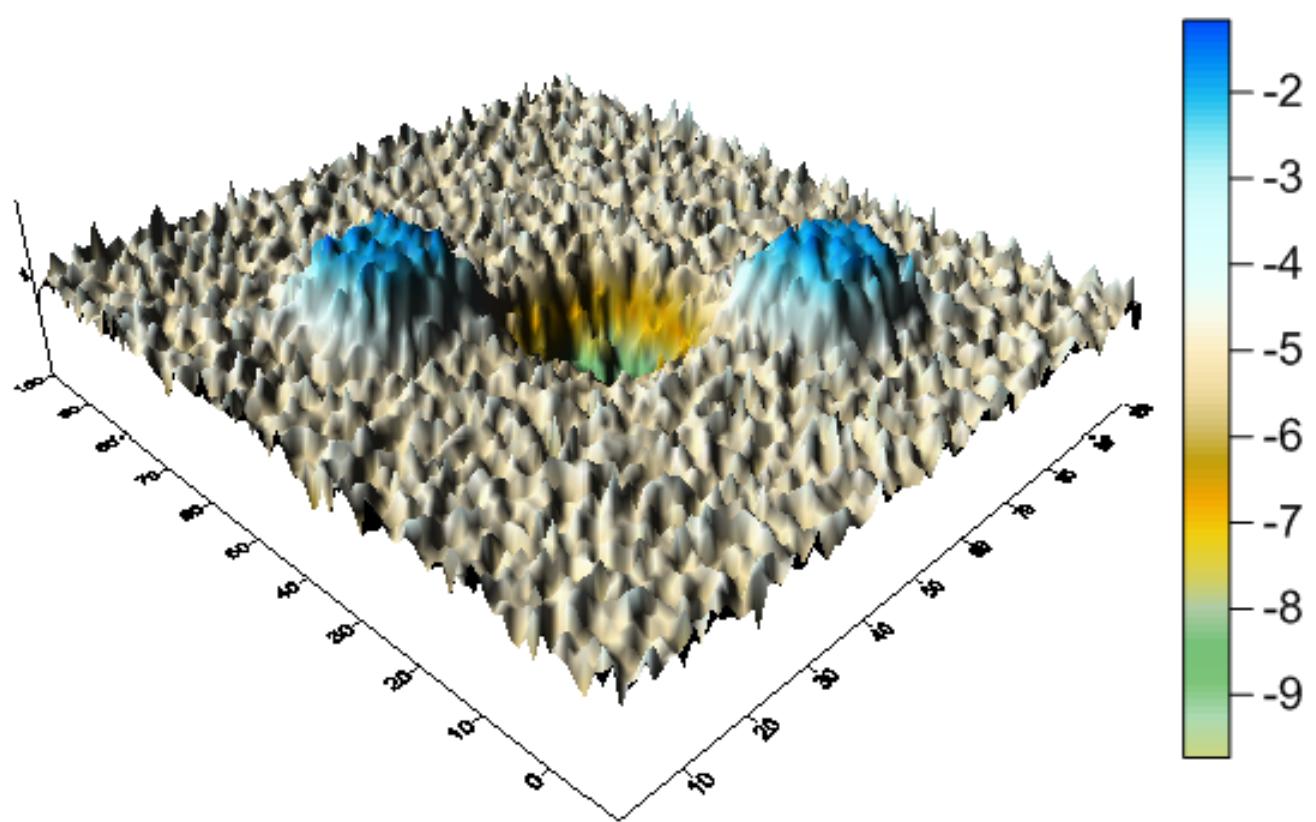


Рис. 3.15. Решение, полученное ММН

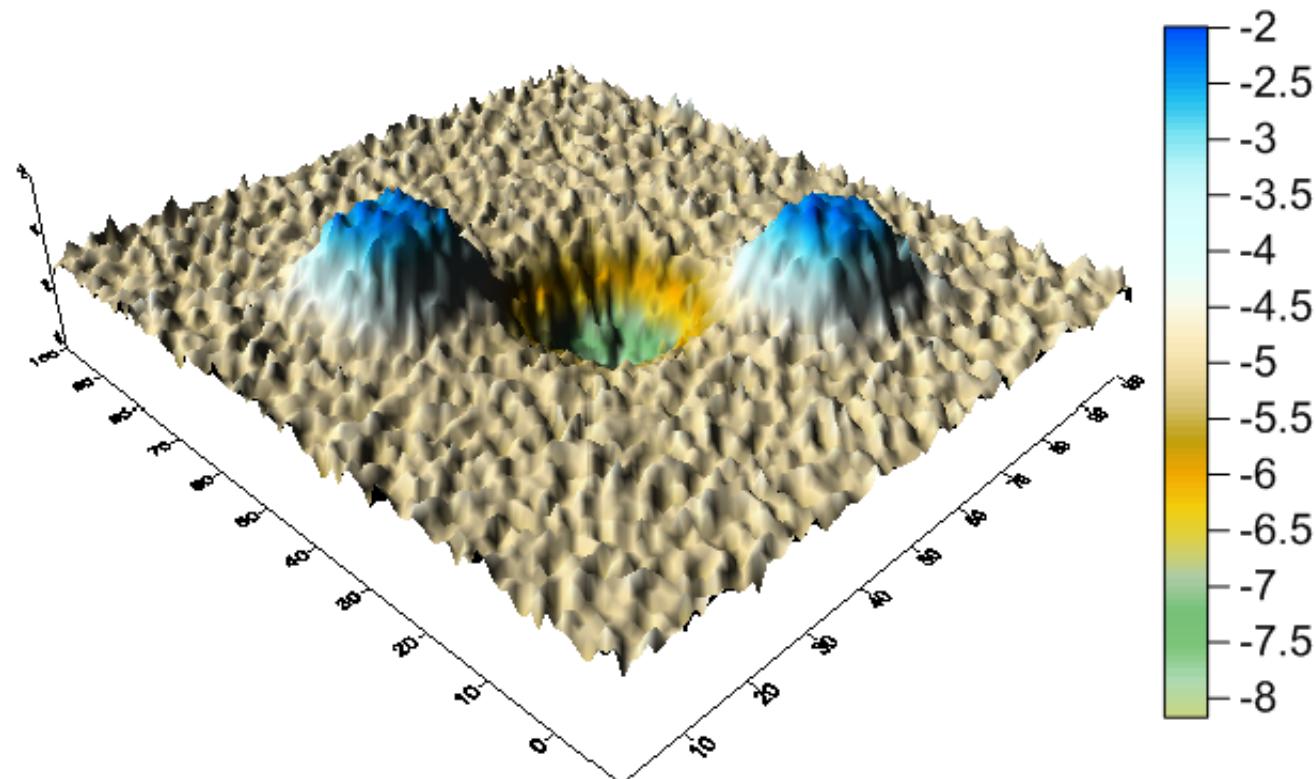


Рис. 3.16. Решение, полученное ПМН

Таблица 3.7. Сравнение ММН и ПМН для задачи с шумом

Метод	Параметры	N	δ
ММН	$\gamma = 0.4, \alpha = 0.1, \bar{\alpha} = 10$	38	0.22
ПМН	$\gamma = 1, \alpha = 1, \bar{\alpha} = 10$	7	0.078

Размерность матрицы производной в модифицированном методе Ньютона $A'(u^0)$ при сетке 512×512 составляет $\approx 2.6*10^5 \times 2.6*10^5$, что сильно увеличило время счета задачи методом ММН, в отличие от предыдущего эксперимента 3.4.1.

Вывод. Проведенные эксперименты наглядно демонстрируют выгоду использования ПМН для решения обратных задач на больших сетках. На улучшение результата по сглаживанию шума оказал влияние подбор регуляризующих параметров $\bar{\alpha}, \alpha$. Также решение, полученное ПМН оказалось более «сглаженным», чем ММН, что говорит о большей устойчивости к шуму.

3.4.3. Решение структурной обратной задачи гравиметрии для модели многослойной среды

Рассматривается эксперимент по восстановлению границ раздела сред в многослойной среде (4 слоя с разной плотностью) в задаче гравиметрии на основе квазиреального аномального поля методами: регуляризованный Левенберга – Марквардта (ЛМ) и покомпонентный типа Левенберга – Марквардта (ПЛМ).

Целью моделирования является сравнить регуляризованный метод Левенберга – Марквардта и покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта по качеству восстановленных решений, подтвердить экономичность покомпонентного метода экспериментами на больших сетках.

На рис. 3.17 и 3.18 изображено суммарное гравитационное поле и поле с гауссовским шумом 22%, математическое ожидание $\mu = 1$, величина дисперсии $\sigma = 1.15$.

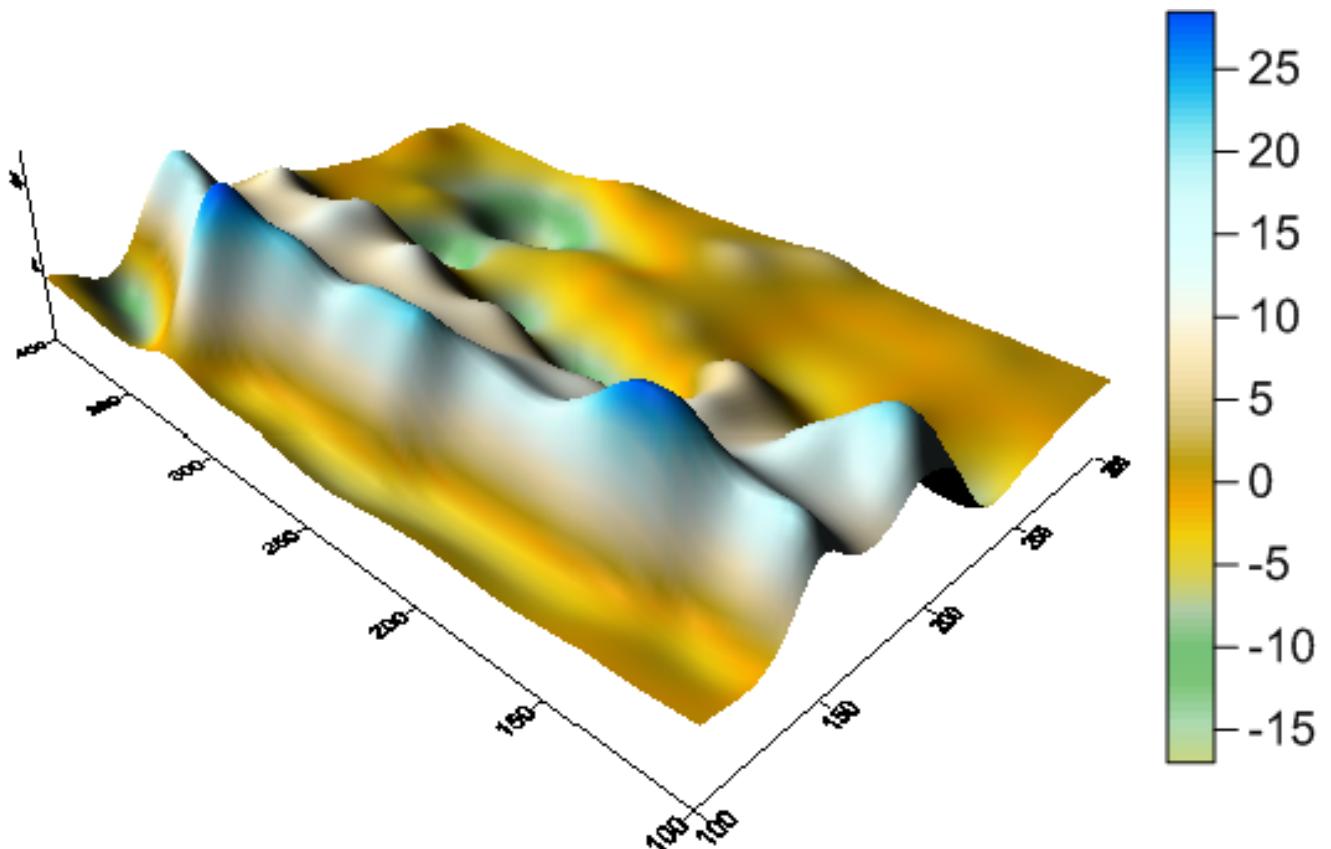


Рис. 3.17. Суммарное гравитационное поле без шума (мГал)

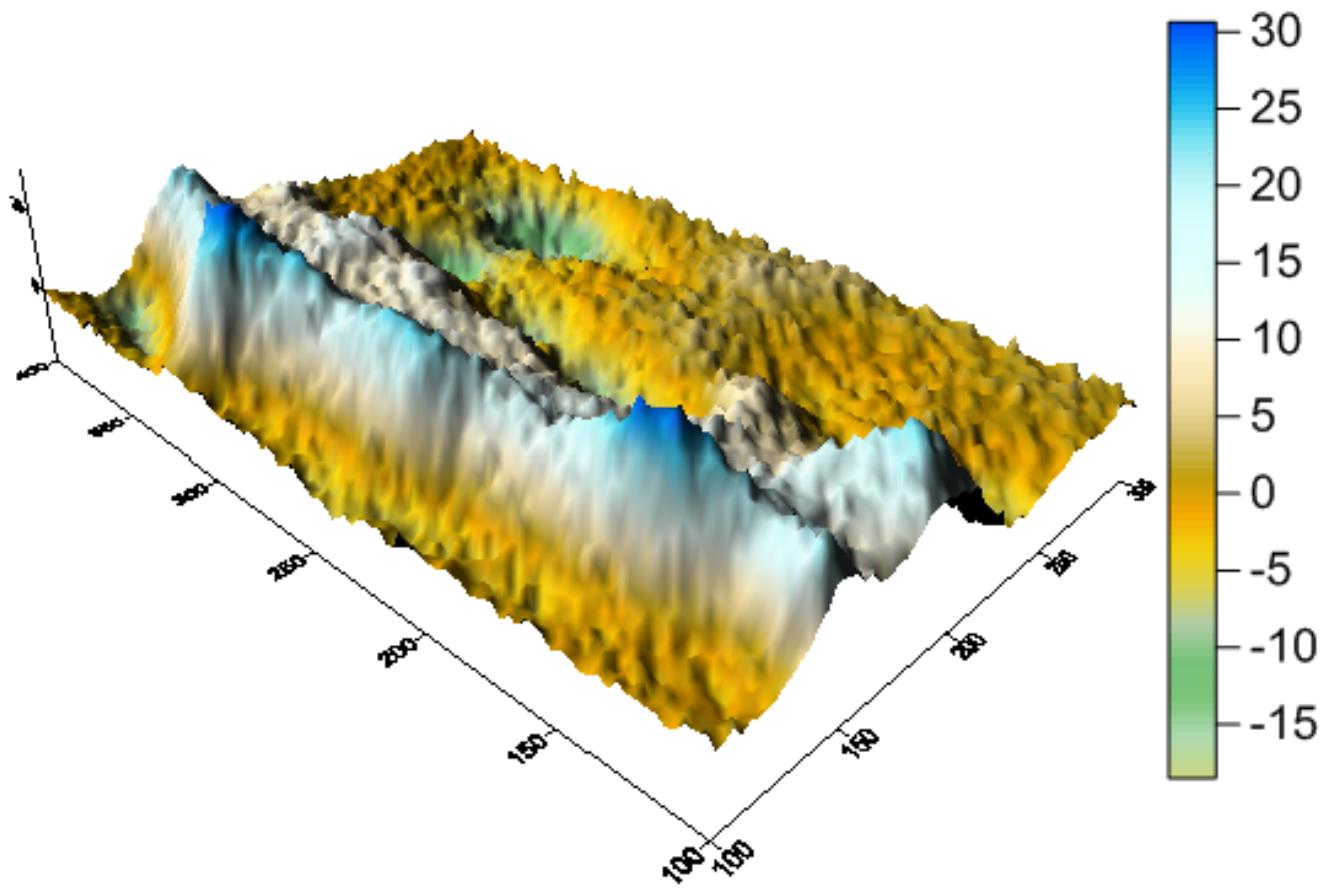


Рис. 3.18. Суммарное гравитационное поле с шумом 22% (мГал)

На рис. 3.19 изображены точные решения задачи. Асимптотические плоскости $H_1 = 8$ км, $H_2 = 15$ км и $H_3 = 30$ км. Скачки плотности $\Delta\sigma_1 = 0.2$ г/см³, $\Delta\sigma_2 = 0.1$ г/см³, $\Delta\sigma_3 = 0.1$ г/см³. Шаги сетки $\Delta x = 2$ км, $\Delta y = 3$ км.

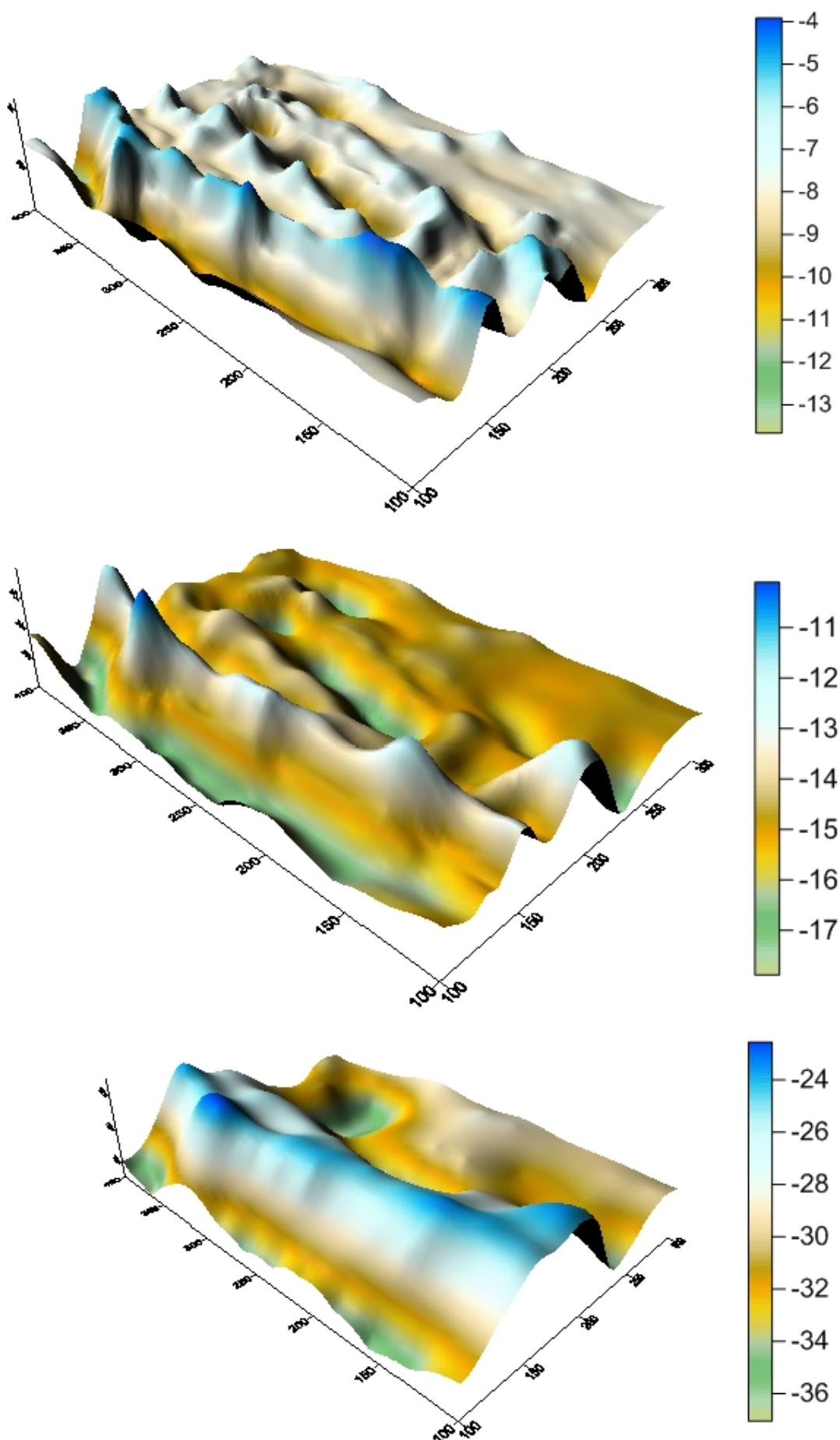


Рис. 3.19. Точные решения $u_0(x, y)$, $u_1(x, y)$, $u_2(x, y)$

При больших размерах сеток матрицы в методе ЛМ требуют для хранения значительных объемов памяти. Например, при числе границ раздела $L = 3$, размере сетки $M = N = 1000$, матрица $A'(u^k)^*A'(u^k)$ с данными типа двойной точности занимает примерно 67 055.2 Гб. Также необходимо отметить, что перемножение плотных матриц является вычислительно сложной задачей. Так, чтобы сократить объёмы требуемой памяти, было решено выполнять все матрично–векторные операции «на лету»: необходимый элемент матрицы вычисляется в момент умножения его на элемент вектора. Покажем это.

Предварительно сводим систему нелинейных уравнений (3.8) к СЛАУ:

$$B(u^k)u^{k+1} \equiv [A'(u^k)^*A'(u^k) + \alpha I]u^{k+1} = b, \quad (3.15)$$

где $b \equiv [A'(u^k)^*A'(u^k) + \alpha I]u^k - \Lambda A'(u^k)^*(A(u^k) - f_\delta)$. Здесь получаем $A'(u^k)^*(A(u^k) - f_\delta)$ и $[A'(u^k)^*A'(u^k)]u^k$ «на лету». В соответствии с ассоциативностью умножения матриц, $[A'(u^k)^*A'(u^k)]u^k$ эквивалентно $A'(u^k)^*[A'(u^k)u^k]$, так, прием вычисления результата матрично-векторного умножения «на лету» позволяет избежать перемножения матриц, заменяя эту процедуру на двойное матрично-векторное умножение. Далее СЛАУ (3.15) может быть решена итерационными методами градиентного типа, например, методом минимальных невязок [32], [45].

Для запуска на многоядерном процессоре Intel Xeon были использовались директивы `#pragma simd` для векторизации в циклах и оптимизации с использованием средств компилятора Intel Xeon.

На рис. 3.20 показаны восстановленные границы раздела методом ЛМ, на рис. 3.21 показаны восстановленные границы раздела методом ПЛМ.

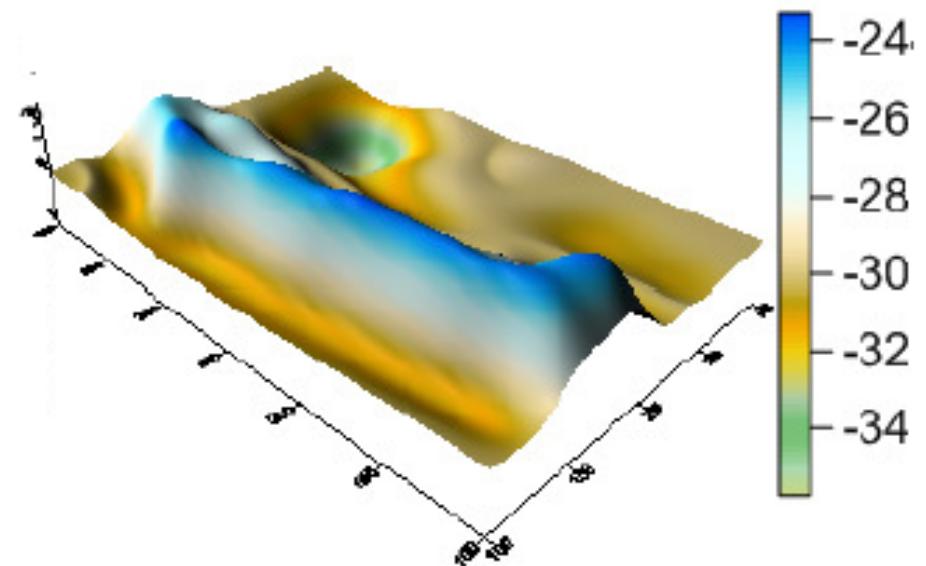
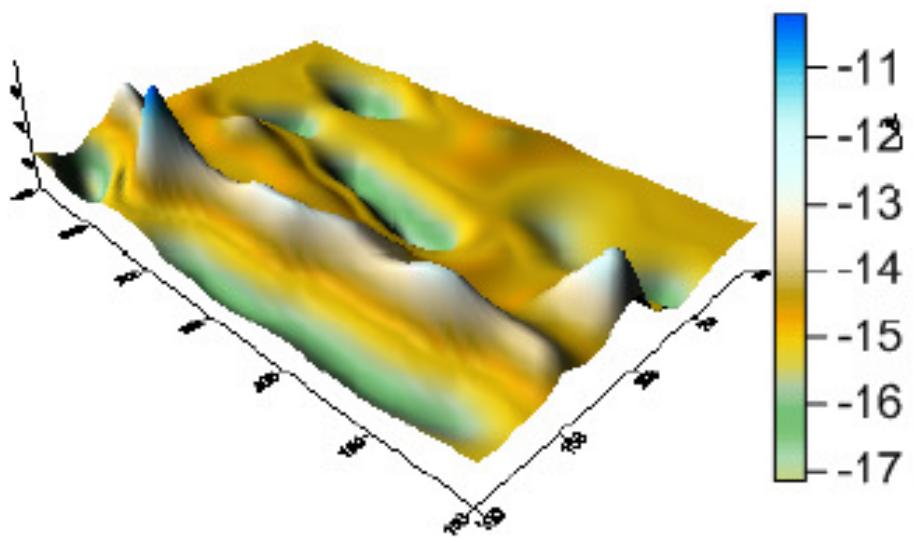
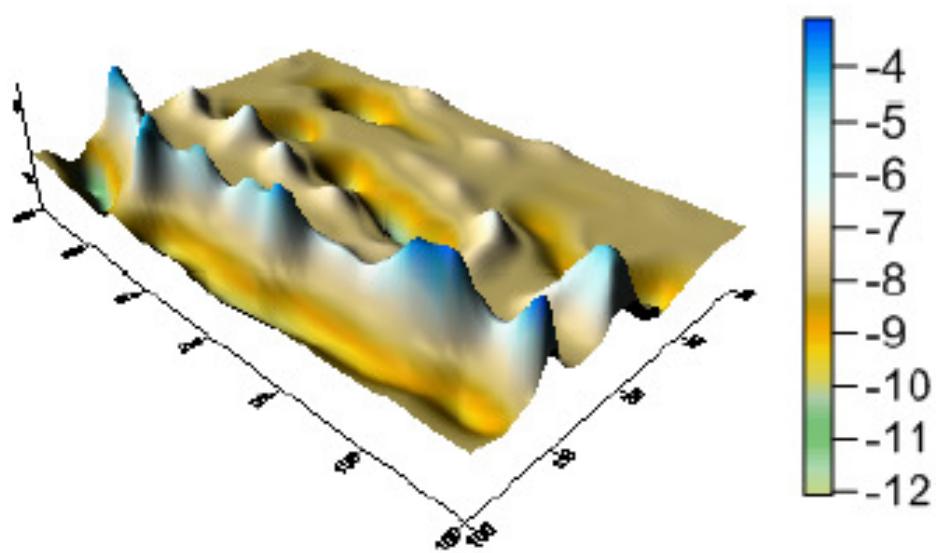


Рис. 3.20. Границы, восстановленные ЛМ $\tilde{u}_0(x, y)$, $\tilde{u}_1(x, y)$, $\tilde{u}_2(x, y)$

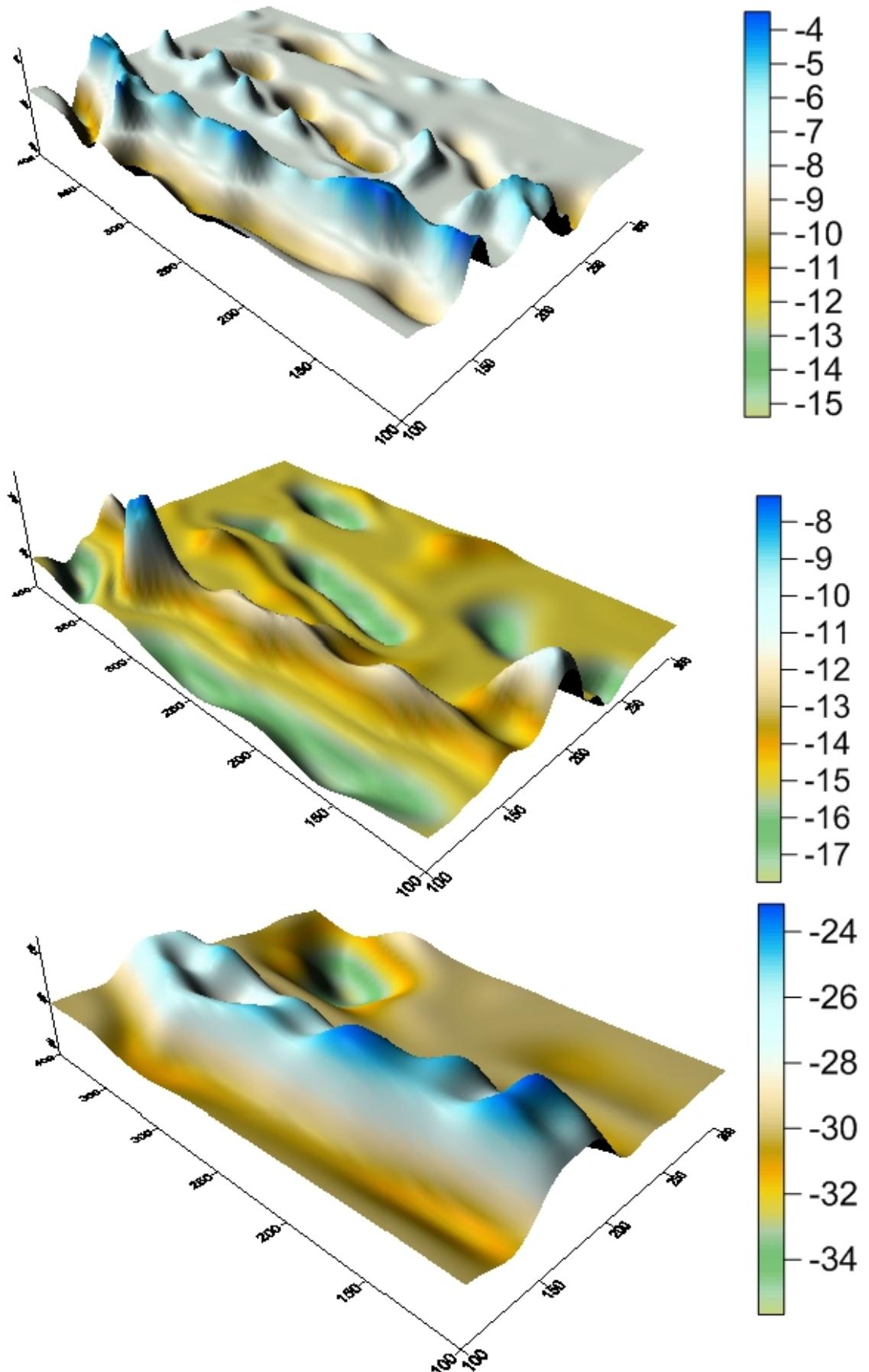


Рис. 3.21. Границы, восстановленные ПЛМ $\hat{u}_0(x, y)$, $\hat{u}_1(x, y)$, $\hat{u}_2(x, y)$

Рис. 3.22 и рис. 3.23 показывают восстановленные границы раздела методами ЛМ и ПЛМ из гравитационного поля с шумом 22%.

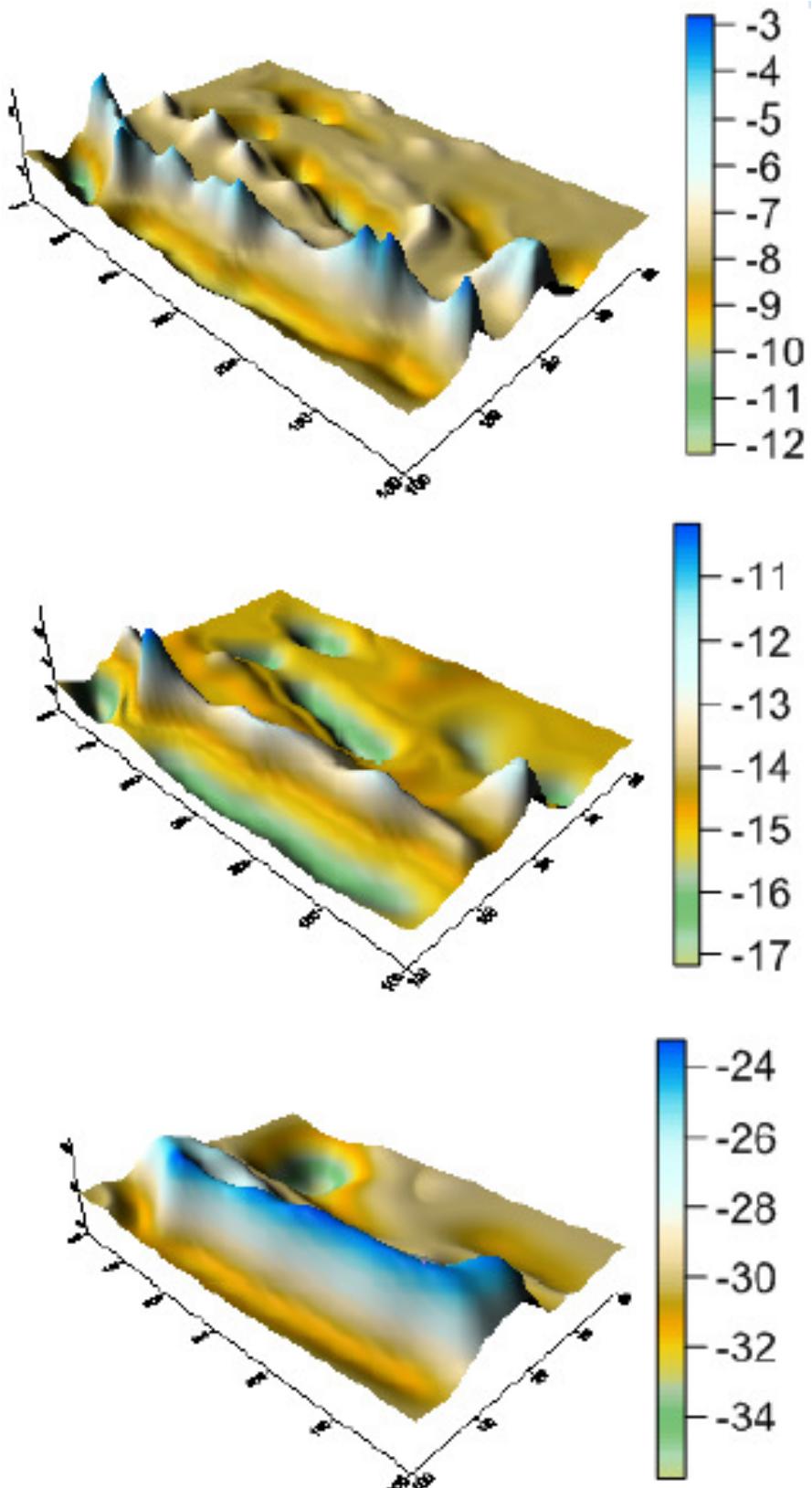


Рис. 3.22. Границы, восстановленные ЛМ для данных с шумом $\tilde{u}_0(x, y)$, $\tilde{u}_1(x, y)$, $\tilde{u}_2(x, y)$

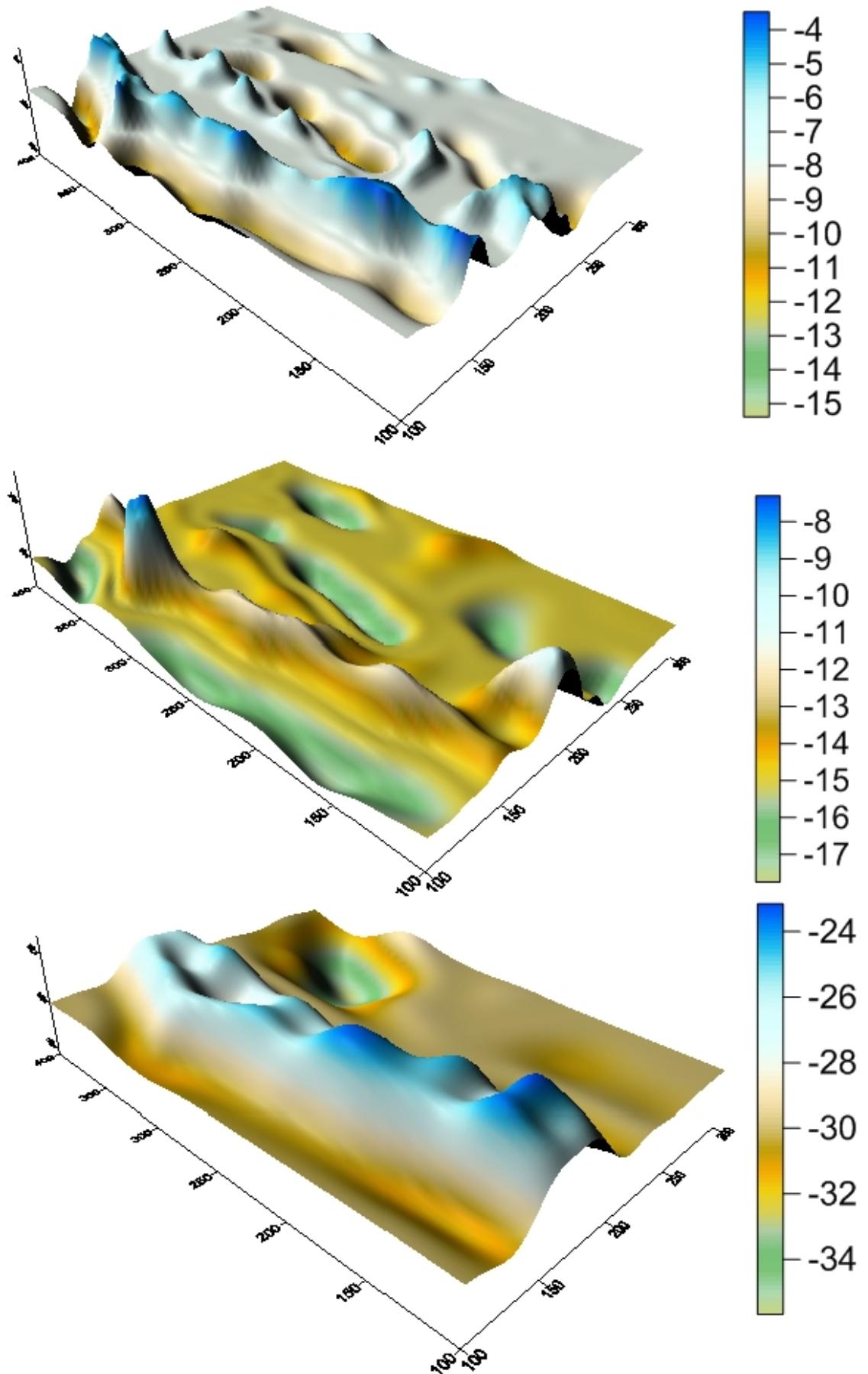


Рис. 3.23. Границы, восстановленные ПЛМ для данных с шумом $\hat{u}_0(x, y)$, $\hat{u}_1(x, y)$, $\hat{u}_2(x, y)$

Таблица 3.8. Относительные ошибки и время вычислений задачи без шума

Метод	N	δ_1	δ_2	δ_3	Сетка $10^2 \times 10^2$			Сетка $10^3 \times 10^3$		
					T_1	T_8	T_n	T_1	T_8	T_n
ЛМ	60	0.052	0.026	0.051	4 м. 6 с.	1 м. 15 с.	22 с.	11 ч. 40 м.	1 ч. 25 м.	35 м.
ПЛМ	20	0.051	0.035	0.060	33 с.	16 с.	3 с.	1 ч. 12 м.	10 м.	3 м.

В таблице 3.8 представлены времена счета задачи гравиметрии в многослойной среде с тремя границами раздела с шумом и без шума методами ЛМ и ПЛМ на сетках размерности 100×100 и $10^3 \times 10^3$. Весовые множители получены из поля после предварительной обработки по формуле из [37] с параметрами $\alpha = 1$, $\beta = 1.1$. Для обоих методов использовались параметр регуляризации $\alpha = 10^{-3}$ и демпфирующий множитель $\gamma = 1$. Критерий останова итераций $\epsilon < 0.1$. Относительные погрешности $\delta_i = \|u_a - u_e\| / \|u_e\|$ для равнения точного u_e и численного решения u_a для каждой i -й границы раздела (для данных без шума). В последних колонках: T_1 время счета программы, запущенной на одном ядре Intel Xeon, T_8 время на восьми ядрах процессора Intel Xeon, T_n время счета на ядрах графического ускорителя NVIDIA Tesla GPU для сеток 100×100 и $10^3 \times 10^3$. Как можно видеть, показатели ускорения и эффективности близки к максимальным.

Результаты моделирования приведены в таблице 3.9, параметр шага $\gamma = 1$, параметры регуляризации $\alpha = 0.1$, $\bar{\alpha} = 1$, критерий останова $\Delta = \|A(u^k) + \alpha(u^k - u^0) - f_\delta\| / \|f_\delta\| < 0.15$.

Таблица 3.9. Относительные ошибки для задачи с шумом

Метод	N	δ_1	δ_2	δ_3
ЛМ	24	0.048	0.035	0.059
ПЛМ	8	0.048	0.040	0.068

Вывод. На рис. 3.20, 3.21 можно заметить, что с увеличением глубины поверхности становятся менее рельефными, по сравнению с точными границами. Это связано с особенностями формирования гравитационного поля: искривления поверхностей, расположенныхных далеко от поверхности Земли, оказывают меньшее влияние на изменения суммарного гравитационного поля. Использование покомпонентного метода типа Левенберга – Марквардта позволяет избежать некоторых трудностей, возникающих при применении классического метода Левенберга – Марквардта: обращение плохо обусловленных матриц, высокая вычислительная сложность и большие затраты памяти. Результаты численного моделирования показывают, что относительная норма невязки ПЛМ сходится к Δ за меньшее число итераций, чем классический регуляризованный метод ЛМ. Это можно связать с тем, что в задаче гравиметрии матрица производной оператора $A'(u^k)$ плохо обусловлена, что влечет значительное увеличение числа обусловленности матрицы $A'(u^k)^T * A'(u^k)$, используемой в методе Левенберга – Марквардта. Оба метода показали высокую устойчивость к гауссовскому шуму. Для сеток большой размерности, когда данные не могут храниться в памяти целиком, целесообразно использование техники вычислений «на лету».

3.5. Описание комплекса параллельных программ

Для решения обратных структурных задач гравиметрии и магнитометрии о восстановлении раздела сред был разработан комплекс программ, позволяющий выполнять расчеты на основе входных данных гравитационного или магнитного поля и результатом работы программы является файл, описывающий границы раздела сред в трехмерном пространстве.

Комплекс представляет собой библиотеку с подпрограммами *MyGeoLib* для специальных вычислений и набор программ для решения обратных задач гравиметрии и магнитометрии. В настоящее время можно решать следующие задачи:

1. структурная обратная задача гравиметрии о нахождении поверхности раздела для модели двухслойной среды;
2. структурная обратная задача магнитометрии о нахождении поверхности раздела для модели двухслойной среды;
3. структурная обратная задача гравиметрии о нахождении поверхности раздела для модели многослойной среды.

Для решения задачи из п.1. можно использовать программы:

- регуляризованный метод Ньютона и модифицированный вариант (многоядерные процессоры, видеокарта);
- метод минимальной ошибки и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);
- метод наискорейшего спуска и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);
- метод минимальных невязок и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);

- метод Ньютона с ленточной матрицей (многоядерные процессоры);
- покомпонентный метод Ньютона (многоядерные процессоры, видеокарта);
- покомпонентный метод Левенберга – Марквардта (многоядерные процессоры, видеокарта).

Для решения задачи из п.2. можно использовать программы:

- регуляризованный метод Ньютона и модифицированный вариант (многоядерные процессоры, видеокарта);
- метод минимальной ошибки и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);
- метод наискорейшего спуска и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);
- метод минимальных невязок и модифицированный вариант (многоядерные процессоры);
- метод Ньютона с ленточной матрицей (многоядерные процессоры).

Для решения задачи из п.3. можно использовать программу:

- покомпонентный метод Левенберга – Марквардта (многоядерные процессоры, видеокарта).

В процессе выполнения работ возникла потребность в специальной библиотеке методов, которая позволила бы ускорить разработку и сделать ее более гибкой. Данная библиотека состоит из 3-х частей: общие процедуры (считывание геофизических данных из файла, печать данных в файл, и т.д.), математические процедуры (умножение матриц на вектор, вычисление норм векторов

и т.д.), процедуры для задач гравиметрии и магнитометрии (вычисление интегрального оператора, производной оператора и т.д.). В основе разработки структуры библиотеки лежит процедурный подход. Это связано, в первую очередь с тем, что данные представляют собой стандартные конструкции — массивы, это обусловлено удобством написания параллельного кода.

В качестве языка программирования использовался язык С, для написания параллельного кода использовались библиотеки IntelMKL, OpenMP, CUDA и CUBLAS.

Комплекс программ размещен на суперкомпьютере «Уран», запуск задач осуществляется с помощью команд системы SLURM. Каждая программа располагается в отдельной папке (рис.3.24). В папках библиотеки *MyGeoLib Gravy* и *Magne* содержатся файлы исходного кода с описаниями процедур вычисления оператора задач гравиметрии и магнитометрии, производных оператора, вычисления весовых множителей и т.д. В папке *Math* находятся файлы с описанием математических подпрограмм, в папке *Common* содержатся файлы исходного кода с описаниями процедур общего вида, например, чтение-запись в файл. Все процедуры библиотеки реализованы в двух вариантах: OpenMP и CUDA.

Для запуска программы следует перейти в папку нужной программы, где папки *otpr* и *cuda* содержат версии программ для многоядерного процессора и видеокарты соответственно, и запустить исполняемый файл *prog*. Пример запуска программы, использующей 8 ядер процессора, с выделением памяти 48000 Мб, на узле *tesla4*, ограничение по времени исполнения 20 минут:

```
srun -cpus-per-task=8 -mem=48000 -w tesla4 -t 20 prog.
```

Пример запуска программы на видеокарте:

```
srun -gres=gpu:1 ./prog
```

Выходными данными программ являются файлы с расширением .DAT, содержащие XYZ-описание двумерных сеточных функций. Интерпретация ре-

зультатов может быть осуществлена с помощью картографического пакета Golden Software Surfer.

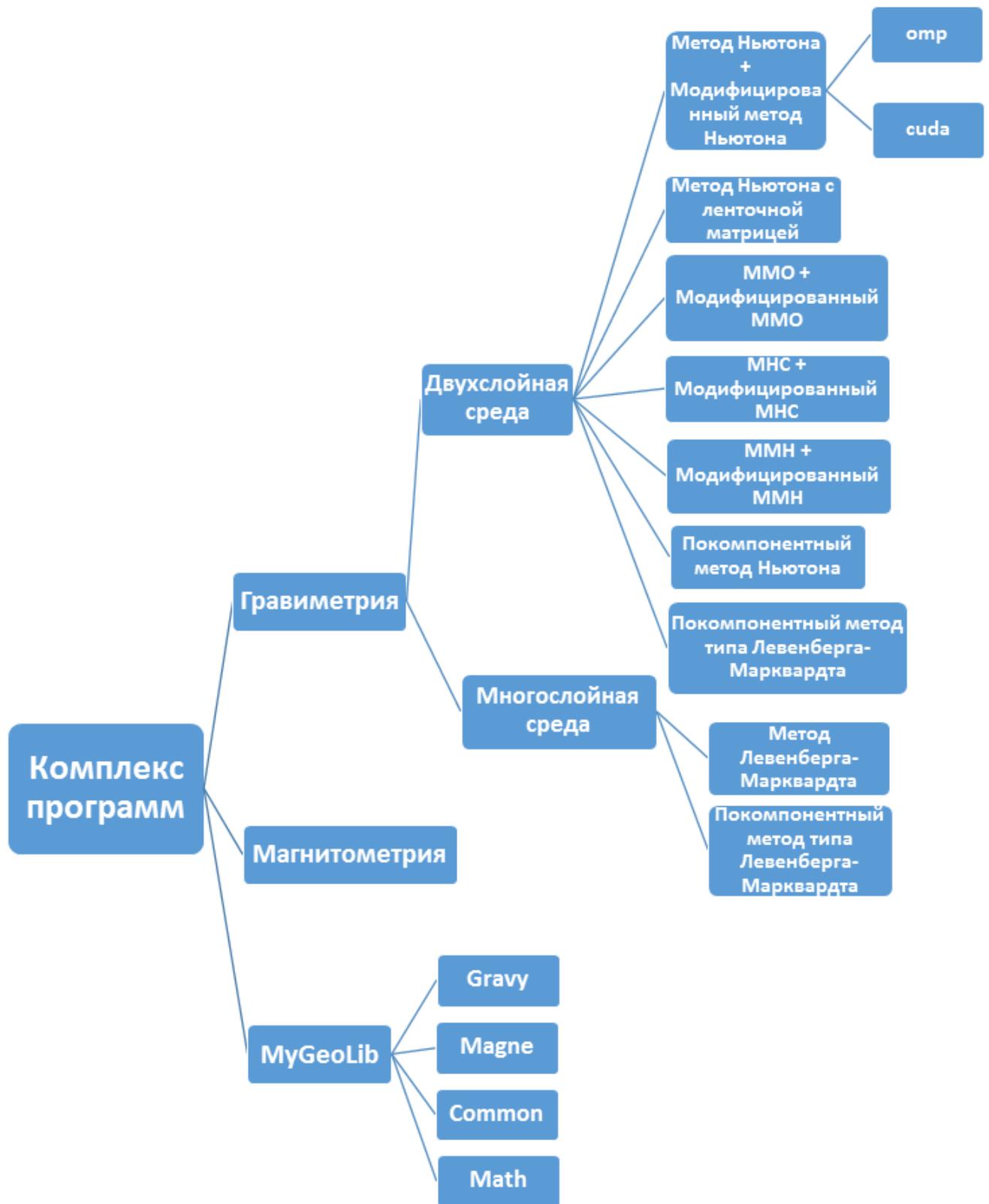


Рис. 3.24. Структура комплекса

Заключение

Приведены основные результаты диссертационной работы.

1. Для нелинейного уравнения с монотонным оператором доказаны теоремы о сходимости регуляризованного метода Ньютона. Построены нелинейные аналоги α -процессов — регуляризованные методы градиентного типа для решения нелинейного уравнения с монотонным оператором: метод минимальной ошибки, метод наискорейшего спуска, метод минимальных невязок. Доказаны теоремы сходимости и сильная фейеровость итерационных процессов.

Для задачи с немонотонным оператором, производная которого имеет неотрицательный спектр, доказаны теоремы сходимости методов Ньютона, нелинейных α -процессов и их модифицированных вариантов.

2. Для решения систем нелинейных интегральных уравнений с ядром оператора структурной обратной задачи гравиметрии для модели двухслойной среды предложен покомпонентный метод типа Ньютона и показана его экономичность при решении модельных задач на больших сетках. Предложена вычислительная оптимизация метода Ньютона и его модифицированного варианта при решении задач с матрицей производной, близкой к ленточной; на примере решения обратной задачи гравиметрии продемонстрирована вычислительная экономичность модификации. Для решения систем нелинейных уравнений структурных обратных задач гравиметрии для моделей многослойной среды предложен покомпонентный метод типа Левенберга – Марквардта с весовыми множителями.

3. Для решения обратных задач гравиметрии и магнитометрии разработан комплекс параллельных программ, с использованием многоядерных процессоров и с вычислением на графических процессорах (видеокартах) для покомпонентных методов и метода Ньютона и модифицированного варианта.

В дальнейшей научной работе автора предполагается исследование на сходимость покомпонентных методов типа Ньютона и Левенберга – Марквардта.

Список литературы

1. *Akimova E. N., Martyshko P. S., Misilov V. E.* A fast parallel gradient algorithm for solving structural inverse gravity problem [Электронный ресурс] // AIP Conference Proceedings 1648, 850063. — 2015. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4913118>.
2. *Akimova E. N., Misilov V. E.* A fast componentwise gradient method for solving structural inverse gravity problem // International Multidisciplinary Scientific GeoConference Surveying Geology and Mining Ecology Management-SGEM. — 2015.
3. *Blaschke B., Neubauer A., Scherzer O.* On convergence rates for the iteratively regularized Gauss-Newton method // IMA Journal of Numerical Analysis. — 1997. — Т. 17, № 3. — С. 421—436.
4. *Dennis J., Schnabel R. B.* Numerical Methods for Unconstrained Optimization and Nonlinear Equations. — Siam, 1996.
5. *Gilbert J., Nocedal J.* Tensor Methods for Nonlinear Equations // SIAM Journal on Numerical Analysis. — 1991. — Т. 2, № 1. — С. 21—42.
6. *Hadamard J.* Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique // Bull. Univ. Princeton. — 1902. — Т. 13, № 1. — С. 49—52.
7. *Hanke M.* A regularizing Levenberg-Marquardt scheme, with applications to inverse groundwater filtration problems // Inverse problems. — 1997. — Т. 13, № 1. — С. 79—96.
8. *Hanke M.* The regularizing Levenberg-Marquardt scheme is of optimal order // Journal of Integral Equations and Applications. — 2010. — Т. 22, № 2. — С. 259—283.

9. *Hanke M., Neubauer A., Scherzer O.* A convergence analysis of the Landweber iteration for nonlinear ill-posed problems // Numerische Mathematik. — 1995. — T. 72, № 1. — C. 21—37.
10. *Jin Q., Zong-Yi H.* On the choice of the regularization parameter for ordinary and iterated Tikhonov regularization of nonlinear illposed problems // Inverse Problems. — 1997. — T. 13. — C. 815—827.
11. *Jin Q., Zong-Yi H.* On an a posteriori parameter choice strategy for Tikhonov regularization of nonlinear ill-posed problems // Numerische Mathematik. — 1999. — T. 83. — C. 139—159.
12. *Kaltenbacher B., Neubauer A., Ramm A. G.* Convergence rates of the continuous regularized Gauss—Newton method // Journal of Inverse and Ill-Posed Problems. — 1995. — T. 10, № 3. — C. 261—280.
13. *Kelley C.* Iterative Methods for Linear and Nonlinear Equations. — Philadelphia: Siam, 1995.
14. *Kokurin M.* Convexity of the Tikhonov Functional and Iterativly Regularized Methods of Solution Irregular Operator Equations // Computational Mathematics and Mathematical Physics. — 2010. — T. 50, № 4. — C. 620—632.
15. *Kokurin M.* On Organizing Global Search under Implementation of Tikhonov Scheme // Russian Mathematics (Izvestiya VUZ. Matematika). — 2010. — T. 54, № 12. — C. 17—26.
16. *Landweber L.* An Iteration Formula for Fredholm Integral Equations of the First Kind // American Journal of Mathematics. — 1951. — T. 73, № 3. — C. 615—624.

17. *Lukyanenko D. V., Yagola A. G.* Some methods for solving of 3D inverse problem of magnetometry // Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications. — 2016. — Т. 4, № 3. — С. 4—14.
18. *Neubauer A.* On Landweber iteration for nonlinear ill-posed problems in Hilbert scales // Numerische Mathematik. — 2000. — Т. 85, № 2. — С. 309—328.
19. *Neubauer A., Scherzer O.* A convergence rate result for a steepest descent method and a minimal error method for the solution of nonlinear ill-posed problems // Zeitschrift fur Analysis und ihre Anwendungen. — 1995. — Т. 14, № 2. — С. 369—377.
20. *Neubauer A., Scherzer O.* Convergence criteria of iterative methods based on Landweber iteration for solving nonlinear problems // J. Anal. Appl. — 1995. — Т. 194. — С. 911—933.
21. *Nocedal J., Wright S.* Numerical Optimization. — Springer Science & Business Media, 2006.
22. Numerical solution of an ill-posed Cauchy problem for a quasilinear parabolic equation using a Carleman weight function / M. V. Klibanov [и др.] // Journal of Inverse and Ill-Posed Problems. — 2016. — Т. 24, № 6. — С. 761—776. — URL: <https://doi.org/10.1515/jiip-2016-0039>.
23. *Ortega J., Rheinboldt W.* Iterative solution of nonlinear equations in several variables. — Siam, 1970.
24. *Powell M.* A hybrid method for nonlinear equations // Numerical methods for nonlinear algebraic equations. — 1970. — Т. 7. — С. 87—114.

25. *Scherzer O.* A convergent rate result for steepest descent method and a minimal error method for the solution of nonlinear ill-posed problems // J. Anal. Appl. — 1995. — Т. 14. — С. 369—377.
26. *Scherzer O., Engl H., Kunisch K.* Optimal a posteriori parameter choice for Tikhonov regularization for solving nonlinear ill-posed problems // SIAM Journal on Numerical Analysis. — 1993. — Т. 30. — С. 1796—1838.
27. *Schnabel R. B., Frank P. D.* Tensor Methods for Nonlinear Equations // SIAM Journal on Numerical Analysis. — 1983. — Т. 21, № 5. — С. 815—843.
28. *Tautenhahn U.* On the method of Lavrentiev regularization for nonlinear ill-posed problems // Inverse Problems. — 2002. — Т. 18. — С. 191—207.
29. *Tautenhahn U.* Lavrentiev regularization of nonlinear ill-posed problems // Vietnam Journal of Mathematics. — 2004. — Т. 32. — С. 29—41.
30. *Vasin V.* Modified Newton type processes generating Fejer approximations of regularized solutions to nonlinear equations // Proc. Steklov Inst. Math. — 2014. — Т. 284. — С. 145—158.
31. *Vasin V.* Regularized modified alpha-processes for nonlinear equations with monotone operators // Dokl. Math. — 2016. — Т. 469. — С. 13—16.
32. *Vasin V., Eremin I.* Operators and Iterative Processes of Fejer Type. Theory and Application. — Berlin/New York : Walter de Gruyter, 2009.
33. *Азееев А. Л.* Регуляризация нелинейных операторных уравнений на классе функций ограниченной вариации // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1980. — Т. 20, № 4. — С. 819—826.
34. *Акимова Е. Н.* Распараллеливание алгоритма матричной прогонки // Математическое моделирование. — 1994. — Т. 6, № 9. — С. 61—67.

35. Акимова Е. Н. Параллельные алгоритмы решения обратных задач гравиметрии и магнитометрии на МВС-1000 // Вестник ННГУ. — 2009. — № 4. — С. 181—189.
36. Акимова Е. Н., Белоусов Д. В. Параллельные алгоритмы решения СЛАУ с блочно-трехдиагональными матрицами на многопроцессорных вычислителях // Вестник УГАТУ. — 2011. — Т. 15, № 5. — С. 87—93.
37. Акимова Е. Н., Мартышко П. С., Мисилов В. Е. Методы решения структурной задачи гравиметрии в многослойной среде // Доклады Академии наук. — 2013. — Т. 453. — С. 1278—1281.
38. Акимова Е. Н., Мисилов В. Е., Дергачев Е. А. Алгоритмы решения структурной обратной задачи магнитометрии // Труды 41-й сессии Международного семинара им. Д.Г. Успенского, Екатеринбург, 2014. — 1968. — С. 4—6.
39. Акимова Е. Н., Мисилов В. Е., Косивец Р. А. Оптимизированный алгоритм решения задачи гравиметрии о нахождении плотности в горизонтальном слое // Восьмые научные чтения Ю. П. Булашевича. — 2015.
40. Акимова Е. Н. Параллельные алгоритмы решения задач грави-магнитометрии и упругости на многопроцессорных системах с распределенной памятью: Дисс. д-ра физ.-мат. наук / Акимова Елена Николаевна. — ИММ УрО РАН, 2009.
41. Алгоритмы решения обратных задач оптики слоистых сред на основе сравнения экстремумов спектральных характеристик / Т. Ф. Исаев [и др.] // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2017. — Т. 57, № 5. — С. 867—875.

42. *Бакушинский А. Б.* К проблеме сходимости интеративно-регуляризованного метода Гаусса-Ньютона // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1992. — Т. 32, № 9. — С. 1503—1509.
43. *Бакушинский А. Б., Гончарский А. В.* Итеративные методы решения некорректных задач. — Москва : Наука, 1978.
44. *Бакушинский А. Б., Поляк Б. Т.* О решении вариационных неравенств // Доклады Академии наук СССР. — 1974. — Т. 219, № 5. — С. 1038—1041.
45. *Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М.* Численные методы. — Москва : Наука, 1987.
46. *Васин В. В.* Проксимальный алгоритм с проектированием в задачах выпуклого программирования. — Уральск. научн. центр, Ин-т матем. и механ., 1982.
47. *Васин В. В.* Итерационные методы решения некорректных задач с априорной информацией в гильбертовых пространствах // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1988. — Т. 28, № 7. — С. 971—980.
48. *Васин В. В.* Метод Левенберга—Марквардта для аппроксимации решений нерегулярных операторных уравнений // Автоматика и телемеханика. — 2012. — Т. 73. — С. 28—38.
49. *Васин В. В., Агеев А. Л.* Некорректные задачи с априорной информацией. — Уральская изд. фирма «Наука», 1993.
50. *Васин В. В., Пересторонина Г. Я.* Метод Левенберга—Марквардта и его модифицированные варианты для решения нелинейных уравнений с приложением к обратной задаче гравиметрии // Труды ИММ УрО РАН. — 2011. — Т. 17. — С. 174—182.

51. *Воеводин В. В., Воеводин В. В.* Параллельные вычисления. — Санкт-Петербург : БХВ-Петербург, 2002.
52. *Гласко В. Б., Остромогильский А. Х., Филатов В. Г.* О восстановлении глубины и формы контактной поверхности на основе регуляризации // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1970. — Т. 10, № 5. — С. 1292—1297.
53. *Гончарский А. В., Леонов А. С., Ягола А. Г.* Обобщенный принцип невязки // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1973. — Т. 13, № 2. — С. 294—302.
54. *Гончарский А. В., Степанов В. В.* О равномерном приближении с ограниченной вариацией некорректно поставленных задач // Доклады Академии наук СССР. — 1979. — Т. 248, № 1. — С. 20—22.
55. *Дмитриев М. Г., Полещук В. С.* Обобщенный принцип невязки // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1973. — Т. 13, № 2. — С. 1316—1318.
56. *Дорофеев И. Ф.* О решении интегральных уравнений 1 рода в классе функций с ограниченной вариацией // Доклады Академии наук СССР. — 1979. — Т. 244, № 6. — С. 1303—1311.
57. *Еремин И. И.* Обобщение релаксационного метода Моцкина — Агмона // УМН. — 1965. — Т. 20, № 2. — С. 183—187.
58. *Еремин И. И.* О системах неравенств с выпуклыми функциями в левых частях // Известия АН СССР. Математика. — 1966. — Т. 30, № 2. — С. 265—278.

59. Еремин И. И. Методы фейеровских приближений в выпуклом программировании // Математические заметки. — 1968. — Т. 3, № 2. — С. 217—234.
60. Иванов В. К. О линейных некорректных задачах // Доклады Академии наук СССР. — 1962. — Т. 145, № 2. — С. 270—272.
61. Иванов В. К. О линейных некорректных задачах // Математический сборник. — 1963. — Т. 161, № 2. — С. 211—223.
62. Иванов В. К. О приближенном решении операторных уравнений первого рода // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1966. — Т. 6, № 6. — С. 1089—1094.
63. Иванов В. К. Об интегральных уравнениях Фредгольма 1 рода // Дифференциальные уравнения. — 1967. — Т. 3, № 3. — С. 410—421.
64. Канторович Л. В. О методе наискорейшего спуска // Доклады Академии наук СССР. — 1947. — Т. 56. — С. 233—236.
65. Кокурин М. Ю. О выпуклости функционала Тихонова и итеративного регуляризованных методах решения нерегулярных нелинейных операторных уравнений // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2010. — Т. 50. — С. 651—664.
66. Красносельский М. А., Вайникко Г. М., Забрейко П. П. Приближенное решение операторных уравнений. — Москва : Наука, 1969.
67. Куфнер А., Фучик С. Нелинейные дифференциальные уравнения. — Москва : Наука, 1988.
68. Лаврентьев М. М. К вопросу об обратной задаче теории потенциала // Доклады Академии наук СССР. — 1956. — Т. 106, № 3. — С. 389—390.

69. *Лаврентьев М. М.* Об интегральных уравнениях первого рода // Доклады Академии наук СССР. — 1959. — Т. 127, № 1. — С. 31—33.
70. *Лаврентьев М. М.* О некоторых некорректных задачах математической физики. — Новосибирск: Изд-во Сибирского отд-ния АН СССР, 1962. — С. 92.
71. *Лаврентьев М. М.* Об одном классе нелинейных интегральных уравнений // Сибирский математический журнал. — 1963. — Т. 4, № 4. — С. 837—844.
72. *Лаврентьев М. М., Васильев В. Г.* О постановке некоторых некорректных задач математической физики // Сибирский математический журнал. — 1966. — Т. 7, № 3. — С. 559—576.
73. *Лаврентьев М. М., Романов В. Г., Шишатский С. П.* Некорректные задачи математической физики и анализа. — Москва : Наука, 1980.
74. *Малкин Н. Р.* О решении обратной магнитометрической задачи для случая одной контактной поверхности (случай пластрообразно залегающих масс) // Доклады Академии наук СССР. — 1931. — Т. 9. — С. 232—235.
75. *Мартышко П. С., Пруткин И. Л.* О решении прямой и обратной задач магниторазведки // Геофизический журнал. — 1982. — Т. 4, № 6. — С. 39—49.
76. *Мартышко П. С., Пруткин И. Л.* Технология разделения источников гравитационного поля по глубине // Геофизический журнал. — 2003. — Т. 25, № 3. — С. 159—168.
77. *Мартышко П. С., Цидаев А. Г.* О решении прямой и обратной задач магниторазведки // Материалы Международной конференции, посвященной

50-летию Института геофизики УрО РАН. — Екатеринбург : ИГФ УрО РАН, 2008. — С. 167—170.

78. *Менихес Л. Д.* О регуляризуемости отображений, обратных к интегральным операторам // Доклады Академии наук СССР. — 1978. — Т. 241, № 2. — С. 625—629.
79. *Новиков П. С.* Об единственности решения обратной задачи теории потенциала // Доклады Академии наук СССР. — 1938. — Т. 18, № 3. — С. 165—168.
80. *Нумеров Б. В.* Интерпретация гравитационных наблюдений в случае одной контактной поверхности // Доклады Академии наук СССР. — 1930. — Т. 21. — С. 569—574.
81. Обратные задачи колебательной спектроскопии / И. В. Кочиков [и др.]. — Москва : Курс, 2017.
82. *Ортега Д.* Введение в параллельные и векторные методы решения линейных систем. — Москва : Мир, 1991.
83. *Петунин Ю. И., Пличко А. Н.* Теория характеристик подпространств и ее приложения. — Киев Вища шк., 1980.
84. *Поляк Б. Т.* Метод сопряженных градиентов в задачах на экстремум // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1969. — Т. 9, № 4. — С. 807—821.
85. *Прилепко А. И.* Об единственности определения формы тела по значениям внешнего потенциала // Доклады Академии наук СССР. — 1965. — Т. 160, № 1. — С. 40—43.

86. *Пруткин И. Л.* О приближенном решении трехмерных обратных задач гравиметрии и магнитометрии методом локальных поправок // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1983. — Т. 1. — С. 53—58.
87. *Пруткин И. Л.* О решении трехмерной обратной задачи гравиметрии в классе контактных поверхностей методом локальных поправок // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1986. — Т. 1. — С. 67—77.
88. *Пруткин И. Л.* Восстановление геометрии трехмерных объектов произвольной формы по измерениям потенциальных геофизических полей: Дисс. д-ра физ.-мат. наук / Пруткин Илья Леонидович. — ИГФ УрО РАН, 1998.
89. *Страхов В. Н.* О решении некорректных задач магнито- и гравиметрии, представляемых интегральными уравнениями типа свертки // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1967. — № 4. — С. 36—54.
90. *Страхов В. Н.* Теория приближенного решения линейных некорректных задач в гильбертовом пространстве и ее использование в разведочной геофизике // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1969. — № 8. — С. 64—97.
91. *Страхов В. Н.* К теории обратной задачи логарифмического потенциала для контактной поверхности // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1974. — № 6. — С. 39—60.
92. *Страхов В. Н.* Об обратной задаче логарифмического потенциала для контактной поверхности // Известия АН СССР. Физика Земли. — 1974. — № 2. — С. 34—40.
93. *Страхов В. Н., Лапина М. И.* Монтажный метод решения обратной задачи гравиметрии // Доклады АН СССР. — 1976. — Т. 227, № 2. — С. 344—347.

94. *Танана В. П.* О решении операторных уравнений первого рода с многозначными операторами и их приложение // Известия вузов. Математика. — 1977. — Т. 7. — С. 87—93.
95. *Танана В. П.* Методы решения операторных уравнений. — Москва : Наука, 1987.
96. *Танана В. П.* Об аппроксимации регуляризованного решения нелинейного уравнения // Сибирский математический журнал. — 1997. — Т. 2. — С. 416—423.
97. *Танана В. П.* О приближенном решении нелинейных операторных уравнений // Известия Челябинского научного центра. — 2003. — Т. 21, № 4. — С. 6—8.
98. *Танана В. П.* О сходимости регуляризованных решений нелинейных операторных уравнений // Сибирский журнал индустриальной математики. — 2003. — Т. 6, № 3. — С. 119—133.
99. *Тихонов А. Н.* Об устойчивости обратных задач // Доклады Академии наук СССР. — 1943. — Т. 39, № 5. — С. 195—198.
100. *Тихонов А. Н.* О регуляризации некорректно поставленных задач // Доклады Академии наук СССР. — 1963. — Т. 153, № 1. — С. 49—52.
101. *Тихонов А. Н.* О решении некорректно поставленных задач // Доклады Академии наук СССР. — 1963. — Т. 151, № 3. — С. 791—794.
102. *Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.* Приближенное решение операторных уравнений. — Москва : Наука, 1986.
103. *Тихонов А. Н., Гласко В. Б.* Применение методов регуляризации в нелинейных задачах // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 1965. — Т. 5, № 3. — С. 463—473.

104. *Тихонов А. Н., Леонов А. С., Ягола А. Г.* Нелинейные некорректные задачи. — Москва : Курс, 2017.
105. *Фаддеева В. Н., Фаддеев Д. К.* Параллельные вычисления в линейной алгебре // Кибернетика. — 1977. — № 3. — С. 28—40.
106. *Федорова Н. В., Цирульский А. В.* К вопросу о разрешимости обратной задачи логарифмического потенциала для контактной поверхности в конечном виде // Известия АН СССР, Физика Земли. — 1976. — Т. 10. — С. 61—72.
107. *Цирульский А. В., Кормильцев В. В.* Функции комплексного переменного в теории и методах потенциальных геофизических полей. — Свердловск : Академия наук СССР, Уральское отделение, 1987.
108. Численные методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов [и др.]. — Москва : Наука, 1990.

Публикации автора

109. *Akimova E. N., Miniakhmetova A. F., Misilov V. E.* Fast stable parallel algorithms for solving gravimetry and magnetometry inverse problems // International conference "Advanced Mathematics, Computations Applications – 2014". — 2014.
110. *Akimova E., Skurydina A.* A Componentwise Newton Type Method for Solving the Structural Inverse Gravity Problem // XIVth EAGE International Conference - Geoinformatics: Theoretical and Applied Aspects. — Kiev, Ukraine, 2015.
111. *Akimova E., Skurydina A.* On Solving the Three-Dimensional Structural Gravity Problem for the Case of a Multilayered Medium by the Componentwise Levenberg–Marquardt Method // XVth EAGE International Conference - Geoinformatics: Theoretical and Applied Aspects. — Kiev, Ukraine, 2016.
112. *Skurydina A. F.* Regularized Levenberg – Marquardt Type Method Applied to the Structural Inverse Gravity Problem in a Multilayer Medium and its Parallel Realization // Bulletin of South Ural State University. Series: Computation Mathematics and Software Engineering. — 2017. — Т. 6, № 3. — С. 5–15. — URL: <http://dx.doi.org/10.14529/cmse170301>.
113. *Акимова Е. Н., Мисилов В. Е., Миниахметова А. Ф.* Параллельные алгоритмы решения структурной обратной задачи магнитометрии на много-процессорных вычислительных системах // Труды международной конференции «Параллельные вычислительные технологии (ПАВТ'2014)». — 2014.
114. *Акимова Е. Н., Мисилов В. Е., Скурыдина А. Ф.* Параллельные алгоритмы решения структурной обратной задачи магнитометрии на много-

процессорных вычислительных системах // Вестник УГАТУ. — 2014. — Т. 18, № 4. — С. 19—29.

115. Акимова Е. Н., Скурудина А. Ф., Мартышко М. П. Оптимизация и распараллеливание методов типа Ньютона для решения структурных обратных задач гравиметрии и магнитометрии // XIIIth EAGE International Conference - Geoinformatics: Theoretical and Applied Aspects. — Kiev, Ukraine, 2014.
116. Васин В. В., Акимова Е. Н., Миниахметова А. Ф. Итерационные алгоритмы ньютоновского типа и их приложения к обратной задаче гравиметрии // Вестник Южно-Уральского государственного университета. — 2013. — Т. 6, № 3. — С. 26—37.
117. Васин В. В., Скурудина А. Ф. Регуляризованные модифицированные процессы градиентного типа для нелинейных обратных задач // Тезисы докладов международного научного семинара по обратным и некорректно поставленным задачам. — 2015.
118. Васин В. В., Скурудина А. Ф. Двухэтапный метод регуляризации для нелинейных некорректных задач // Труды ИММ УрО РАН. — 2017. — Т. 23, № 1. — С. 57—74.
119. Градиентные методы решения структурных обратных задач гравиметрии и магнитометрии на суперкомпьютере “Уран” / Е. Н. Акимова [и др.] // Труды международной конференции «Параллельные вычислительные технологии (ПАВТ’2015)». — 2015.
120. Градиентные методы решения структурных обратных задач гравиметрии и магнитометрии на суперкомпьютере «Уран» / Е. Н. Акимова [и др.] // Вычислительные методы и программирование. — 2015. — Т. 16, № 1. — С. 155—164.

121. *Мисилов В. Е., Миниахметова А. Ф., Дергачев Е. А.* Решение обратной задачи гравиметрии итерационными методами на суперкомпьютере «Уран» // Труды XIV Уральской молодежной научной школы по геофизике. — 2013.