

573 ОА
23 000 1998
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ
РЕВОЛЮЦИИ, ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК 537.876.23

НЕСТЕРОВ Иван Анатольевич

ЗАДАЧИ ЗОНДИРОВАНИЯ СЛОИСТЫХ СРЕД
И ВОССТАНОВЛЕНИЕ НЕУНИМОДАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ

Специальность 04.00.23 - физика атмосферы и гидросферы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва 1998 г.

Работа выполнена на кафедре физики атмосферы физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук, профессор Куницын В.Е.

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор Тихонравов А.В.

доктор физ.-мат. наук Ружин Ю.Я.

Ведущая организация:

Московский физико-технический институт.

Защита состоится "3" декабря 1998 г. в 15⁰⁰ часов на заседании Диссертационного совета Д 053.05.81 в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119899, г. Москва, Воробьевы горы, МГУ, физический факультет, аудитория 5-18.

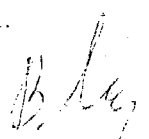
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ.

Автореферат разослан "30" октября 1998 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета Д 053.05.81.

кандидат физ.-мат. наук



В.Б.Смирнов

Актуальность темы. Многие геофизические среды содержат слоистые структуры: ионосфера, атмосфера, океан и т.д. Для широкого класса задач распространения волн в слоистых средах поведение комплексной амплитуды плоской монохроматической электромагнитной волны описывается одномерным уравнением Гельмгольца

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + k^2 n^2(x, f) u = 0 \quad (1)$$

(f — частота волны, $k = 2\pi f/c$ — волновое число, c — скорость света, n — показатель преломления). Для электромагнитных волн в “холодной” изотропной слоистой плазме оно имеет вид

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + (k^2 - q(x, f)) u = 0 \quad (2)$$

(где $q(x, f) = \frac{e^2 N(x)}{\epsilon_0 m c^2 (1 + i\nu(x) / 2\pi f)}$, $N(x)$ — электронная концентрация,

$\nu(x)$ — эффективная частота соударений, e и m — заряд и масса электрона), аналогичный виду стационарного уравнения Шрёдингера в квантовой механике (функцию $q(x)$ называют потенциалом). Помимо квантовой механики, уравнение (2) возникает в задачах сейсмологии, а также в оптике и акустике при описании падения плоской волны на слоистую среду под различными углами. Более того, существует замена переменных, переводящая (1) в (2) для сред без поглощения. Близки к (1), (2) и уравнения, возникающие в задаче электромагнитной разведки. Таким образом, уравнение (2) соответствует широкому кругу задач распространения волн в слоистых средах — это задачи радиозондирования ионосферы, радио- и акустического зондирования атмосферы и океана, сейсмологии и электромагнитной разведки, а также задачи зондирования лабораторной плазмы и полупроводниковых плёнок.

Теория обратной задачи рассеяния (ОЗР) для уравнения Шрёдингера на полупрямой была развита в классических работах И.М.Гельфанда, Б.М.Левитана, В.А.Марченко, М.Г.Крейна, А.Ш.Блоха и др. В соответствии с этой теорией по коэффициенту отражения для всех положительных значений волнового числа и характеристикам связанных состояний можно однозначно восстановить действительный потенциал $q(x)$. В дальнейшем этот результат был обобщен для задачи на всей прямой, для комплексных потенциалов на полупрямой, и для действительных потенциалов со степенной зависимостью от энергии. Альтернативные методы решения ОЗР (методы послойного восстановления) были предложены Б.Н.Захарьевым, П. Дейфтом и Е. Трубовицем, И. Ченом и В. Рохлиным.

Схожие по постановке, задачи зондирования слоистых сред (слоистой плазмы) имеют ряд отличий от классической ОЗР. Во-первых, в квантовой механике потенциал — действительная функция, а в задачах распространения волн при учете поглощения он должен быть комплексным. Обобщение метода Гельфанда-Левитана-Марченко (ГЛМ) на случай комплексных потенциалов для задачи на полуоси было получено В.Э. Лянце, при этом требуется знание значений коэффициента отражения в нефизической области отрицательных частот. Во-вторых, в задачах распространения волн потенциал может зависеть от частоты. Обобщение методов ОЗР было получено лишь для степенной зависимости от энергии при условии действительности потенциала. И в-третьих, наиболее существенная особенность задач распространения волн состоит в том, что в них потенциал может иметь весьма большую величину. (Под безразмерной величиной потенциала будем понимать произведение характерного значения потенциала q_0 на квадрат его характерной ширины A , т.е. $q_0 A^2$, или, что практически тоже самое, квадрат его ширины,

выраженной в длинах волн на критической частоте.) Так, для полных ионосферных профилей (слой F) величина потенциала составляет $10^9 - 10^{11}$, для слоя E — $10^6 - 10^7$, а для спорадических слоёв E_s — $1 - 10^4$. Большая величина потенциала приводит к тому, что традиционные методы решения ОЗР оказываются непригодными для задач зондирования слоистых сред, так как с ростом величины потенциала погрешности вычислений начинают лавинообразно нарастать.

Таким образом, при решении обратной задачи зондирования слоистых сред возникают следующие проблемы: учёт поглощения (комплексность потенциала), учёт зависимости потенциала от частоты и численное решение задачи для больших потенциалов, когда вычисления неустойчивы.

Целью диссертационной работы является разработка методов и алгоритмов решения задачи дистанционного радиозондирования ионосферной плазмы и математически эквивалентных ей задач зондирования слоистых сред в геофизике (а также в квантовой механике, оптике и т.д.) для случаев малых и больших, неунимодальных (имеющих более одного максимума) и комплексных (с учётом поглощения) потенциалов.

Научная новизна и практическая ценность работы. В работе развиты новые методы и алгоритмы решения прямых и обратных задач зондирования слоистых сред и исследованы путем численного эксперимента области применимости различных методов решения обратных задач (приближенных, итерационных, метода ГЛМ и др.). Практическая ценность работы определяется возможностью применения предложенных в ней методов к широкому кругу задач дистанционного зондирования в геофизике, а также в оптике, акустике, квантовой механике (задачи радиозондирования ионосферы, радио- и акустического

зондирования атмосферы и океана, а также зондирования лабораторной плазмы, полупроводниковых плёнок и т.д.).

Новые результаты, полученные в диссертации, можно сформулировать в виде следующих *положений, выносимых на защиту*.

1. Предложен простой (вычисления производятся по рекуррентной формуле) метод решения прямой задачи, основанный на приближении потенциала набором дельта-функций.
2. Разработана итерационная процедура, позволяющая при использовании минимальной информации и без больших вычислительных затрат восстанавливать финитные потенциалы не слишком большой величины ($qA^2 \leq 3$), в том числе комплексные. Также получено обобщение этой итерационной процедуры для весьма широкого класса комплексных потенциалов, зависящих от частоты.
3. Предложен метод приближенного решения прямой задачи для больших неунимодальных действительных потенциалов. Построено аналитическое выражение для коэффициента отражения в случае большого потенциала с долиной, которое хорошо приближает резкие изменения фазы коэффициента отражения на 2π в узких частотных интервалах вблизи квазисвязанных состояний в долине, что соответствует резонансным пикам для производной фазы коэффициента отражения по частоте (так называемым резонансам групповых задержек). Получены количественные оценки ширины и высоты этих резонансов.
4. Получены принципиальные ограничения на возможность восстановления структуры неунимодальных профилей. Показано, что для достаточно больших барьеров перед долиной далеко не все резонансы групповых задержек могут регистрироваться в эксперименте, так как их ширина (по частоте) уменьшается с экспоненциальной

скоростью с ростом барьера, а значит полностью восстановить структуру долины практически невозможно.

5. На основе приближенного решения прямой задачи для большого потенциала с долиной построен алгоритм решения обратной задачи в случае, когда параметры резонансов известны.

Апробация результатов. Результаты диссертационной работы неоднократно докладывались на научных конференциях:

Международной научно-технической конференции “Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах”. (Москва, 1994);

Международной конференции “100-летие начала использования электромагнитных волн для передачи сообщений и зарождение радиотехники”. (Москва, 1995);

Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам “Ломоносов-96”, секция “Физика” (Москва, 1996);

XXV Генеральной Ассамблее Международного Радиосоюза (Лилль, 1996) (XXV General Assembly URSI, Lille, 1996);

XI Всероссийской школе-конференции по дифракции и распространению волн (Москва, 1998).

Структура и объём работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Она содержит 130 страниц, включая 44 рисунков и список литературы из 120 наименований.

Краткое содержание работы.

Во *введении* обсуждена актуальность работы, сформулирована цель работы, отмечены её научная новизна и практическая ценность, приведены положения, выносимые на защиту.

В *первой главе* работы даётся обзор задач, аналогичных ОЗР и краткий очерк истории проблемы.

Во *второй главе* рассматриваются методы решения прямой задачи. В ней представлены новые приближенные решения прямой задачи для малых комплексных потенциалов и для больших действительных потенциалов с долинами, а также эффективный численный метод решения прямой задачи, основанный на представлении потенциала набором дельта-функций.

Для потенциалов, безразмерная величина которых мала, $\frac{1}{3}q_0 A^2 \ll 1$, предложено приближение для фурье-образа потенциала

$$\hat{q}(2k) \approx 2ik \frac{R(k)}{1 + R(k)},$$

справедливое (в отличие от борновского приближения) при любых значениях k .

Для численного решения прямой задачи предложен метод, основанный на представлении потенциала набором дельта-функций. Метод расчёта коэффициента отражения, основанный на таком представлении, устойчив, прост и удобен для реализации. Потенциал $q(x)$ (без ограничения общности считаем его заданным на отрезке $[0,1]$)

представляется как $\sum_{i=0}^N q_i \delta(x - x_i)$, где $x_i = i/N$, $\Delta x_i = 1/N$, $q_i = q(x_i) \Delta x_i$, N

— число интервалов, на которые происходит разбиение отрезка.

Коэффициент отражения вычисляется по рекуррентным формулам:

$$\tilde{R}_i = \frac{\tilde{R}_{i+1} e^{2ik\Delta x_i} + \frac{q_i}{2ik} (1 + \tilde{R}_{i+1} e^{2ik\Delta x_i})}{1 - \frac{q_i}{2ik} (1 + \tilde{R}_{i+1} e^{2ik\Delta x_i})},$$

начиная от $\tilde{R}_{N+1} = 0$. Согласно проведенным расчётам, при подбарьерном отражении погрешность вычисления коэффициента отражения по

приведенной формуле убывает при измельчении разбиения со скоростью N^{-2} , а вблизи критической частоты погрешность убывает со скоростью N^{-4} .

Для больших действительных потенциалов с долинами разработано приближение, использующее одновременно асимптотики функций параболического цилиндра, описывающих поведение поля вблизи максимумов потенциала, и приближение геометрической оптики, применимое на достаточном удалении от максимумов. Это позволило аналитически описать структуру коэффициента отражения для частот, близких к критическим частотам локальных максимумов, где, как было ранее известно из результатов численного моделирования, наблюдается следующий эффект: в узких частотных интервалах в области долины фаза коэффициента отражения быстро меняется на 2π , при этом производная фазы коэффициента отражения по частоте имеет вид узких резонансных пиков. Поскольку производная фазы коэффициента отражения по частоте равна групповой задержке узкополосного импульса, то это явление в литературе получило название резонансов групповых задержек. Построенное в работе приближение позволяет аналитически описать этот эффект. Для коэффициента отражения (при полном подбарьерном отражении) получается, в частности, формула

$$R = -ie^{2i\varphi_1} \frac{\sqrt{1 + e^{-2\pi a} e^{i\varphi_2} + e^{-i\varphi_2}}}{\sqrt{1 + e^{-2\pi a} e^{-i\varphi_2} + e^{i\varphi_2}}}, \quad (3)$$

где $a(k) = \frac{q(x_m) - k^2}{\sqrt{2q''(x_m)}}$, $q(x_m)$ и $q''(x_m)$ — это значения потенциала и его второй производной в точке локального максимума,

$$\phi_1 = \vartheta_1 + \Delta\vartheta, \quad \phi_2 = \vartheta_2 + \Delta\vartheta,$$

ϑ_1, ϑ_2 — геометрикооптические фазы в областях перед потенциальным барьером и внутри долины, $\Delta\vartheta$ — поправка к этим фазам,

$$\Delta\vartheta = \frac{a}{2}(1 - \ln|a|) + \frac{\pi}{4} + \frac{\Phi_2(a)}{2}, \quad \Phi_2(a) = \arg\Gamma\left(\frac{1}{2} + ia\right).$$

Сравнение результатов вычисления по формуле (3) с результатами численного решения прямой задачи показало, что для больших потенциалов она даёт правильное качественное и хорошее количественное приближение.

В *третьей главе* рассматриваются методы решения обратной задачи для потенциалов не слишком большой величины и обсуждаются области применимости этих методов.

Численный метод решения ОЗР, основанный на уравнении ГЛМ, был протестирован для потенциалов различной формы и величины. Численный эксперимент показал, что потенциалы не слишком большой величины (меньше или порядка 10) восстанавливаются успешно (рис. 1), однако при дальнейшем увеличении потенциала погрешности вычислений начинают лавинообразно нарастать, делая восстановление больших потенциалов практически невозможным (рис. 2). На рис. 1-2 сплошной линией изображен исходный потенциал, штриховой — реконструированный.

На основании предложенного во второй главе приближения для прямой задачи (малые потенциалы) построена итерационная процедура решения обратной задачи для весьма широкого класса финитных потенциалов не слишком большой величины ($qA^2 \leq 3$). Если потенциал задан на интервале $[0, A]$ рядом Фурье,

$$q(x) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l e^{-2\pi i l \frac{x}{A}},$$

и если итерации

$$C_l^{n+1} = C_l^n + 2ik_l \frac{R(k_l)}{1 + R(k_l)} - 2ik_l \frac{R_n(k_l)}{1 + R_n(k_l)}, \quad (4)$$

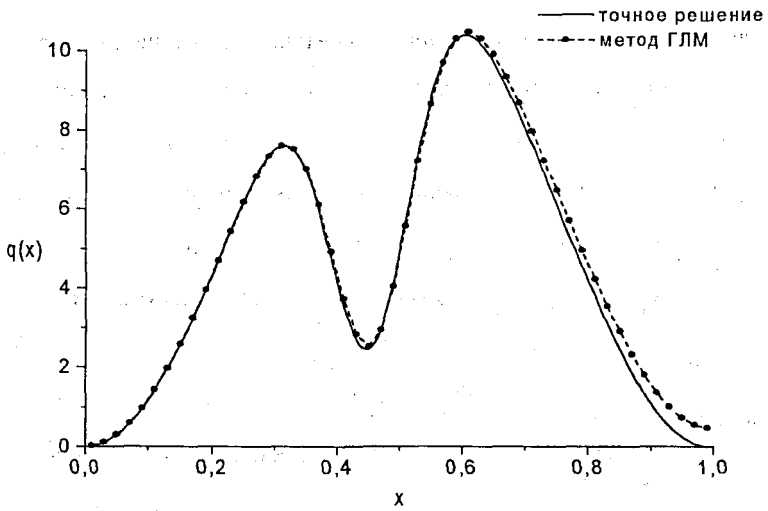


Рис. 1. Метод Гельфанда-Левитана-Марченко. Потенциал величины порядка 10.

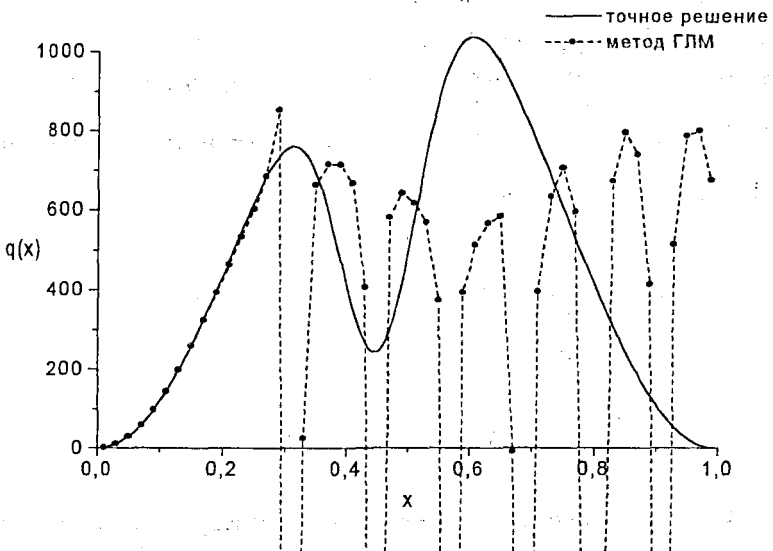


Рис. 2. Метод Гельфанда-Левитана-Марченко. Потенциал величины порядка 1000.

сходятся, то они сходятся к точным значениям коэффициентов ряда Фурье для искомого потенциала. Здесь $k_l = \pi l/A$, $R(k_l)$ — исходные данные (коэффициенты отражения на частотах $f_l = cl/2A$), $R_n(k_l)$ — коэффициенты отражения, вычисленные для потенциала, полученного на n -ой итерации (заданного коэффициентами ряда Фурье C_l^n).

Для комплексных потенциалов, зависящих от частоты, вида

$$q(x, f) = q_1(x)g_1(f) + q_2(x)g_2(f), \quad (5)$$

где $q_1(x), q_2(x)$ — действительные функции, $g_1(f), g_2(f)$ — комплекснозначные функции, удовлетворяющие условию $\text{Im}(g_1^* g_2) \neq 0$, было получено обобщение итерационной процедуры (4). Коэффициенты Фурье C_l для $q(x, f)$ линейно выражаются через соответствующие коэффициенты $C_l^{(1)}, C_l^{(2)}$ для $q_1(x), q_2(x)$:

$$C_l = g_1(f_l)C_l^{(1)} + g_2(f_l)C_l^{(2)}.$$

Так как $q_1(x), q_2(x)$ — действительные, то приращения коэффициентов $C_l^{(1)}, C_l^{(2)}$ выражаются через приращения коэффициентов C_l , полученные по формуле (4), следующим образом:

$$\Delta C_l^{(1)} = \frac{\begin{vmatrix} \Delta C_l & g_2 \\ \Delta C_{-l}^* & g_2^* \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} g_1 & g_2 \\ g_1^* & g_2^* \end{vmatrix}}, \quad \Delta C_l^{(2)} = \frac{\begin{vmatrix} g_1 & \Delta C_l \\ g_1^* & \Delta C_{-l}^* \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} g_1 & g_2 \\ g_1^* & g_2^* \end{vmatrix}} \quad \text{при } l \neq 0, \quad (6)$$

$$\Delta C_0^{(1)} = \frac{\text{Im}(\Delta C_0^* g_2)}{\text{Im}(g_1^* g_2)}, \quad \Delta C_0^{(2)} = \frac{\text{Im}(g_1^* \Delta C_0)}{\text{Im}(g_1^* g_2)}.$$

Область применимости итерационной процедуры была исследована путем численного эксперимента — итерации сходятся при величине потенциала $qA^2 \leq 3$. Примеры работы итерационной процедуры показаны на рис. 3,4. Число гармоник L выбиралось равным 10. На приведенных

рисунках точное решение изображено жирной линией, первая итерация — штриховой линией, вторая — пунктирной линией, последующая (третья либо десятая) — тонкой непрерывной линией.

На рис. 3 показана работа итерационной процедуры для действительного потенциала, не зависящего от частоты. Величина потенциала порядка 3, итерации сходятся.

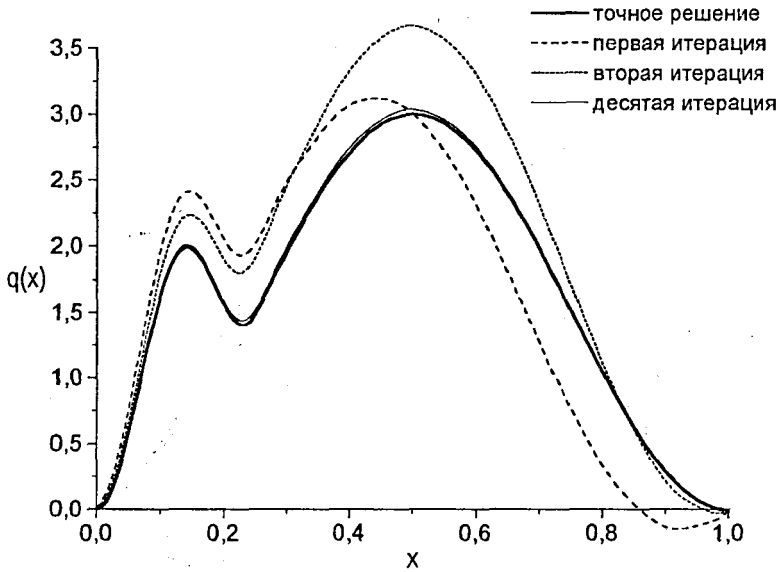


Рис. 3. Пример работы итерационной процедуры. Действительный потенциал.

В качестве примера комплексного потенциала, зависящего от частоты, рассмотрим потенциал вида

$$q(x, f) = \frac{q_1(x)}{1 + \frac{f_H}{f} + i \frac{q_2(x)}{f q_1(x)}}, \quad (7)$$

соответствующий продольному распространению обыкновенной волны в магнитоактивной плазме с учётом поглощения. Здесь $q_1(x) = \frac{e^2 N(x)}{\epsilon_0 m c^2}$,

$$q_2(x) = -\frac{e^2 N(x) v(x)}{2\pi \epsilon_0 m c^2}, \quad f_H \text{ — гирочастота. Если } \frac{v}{2\pi f} \ll 1 + \frac{f_H}{f}, \text{ то}$$

зависимость потенциала от частоты можно приближенно представить как

$$q(x, f) = q_1(x) \frac{1}{(1 + f_H/f)} + i q_2(x) \frac{1}{f(1 + f_H/f)^2},$$

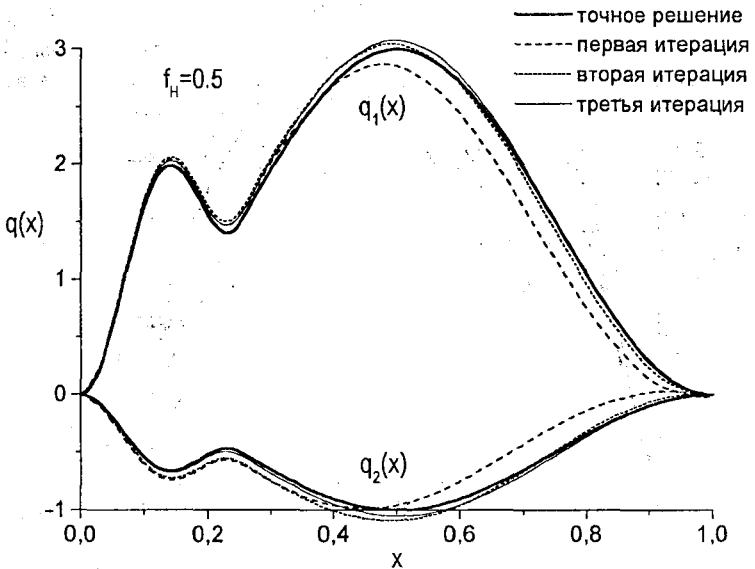


Рис. 4. Пример работы итерационной процедуры. Комплексный потенциал, зависящий от частоты (продольное распространение обыкновенной волны в магнитоактивной плазме).

что соответствует виду (5). Приращения коэффициентов ряда Фурье $\Delta C_l^{(1)}, \Delta C_l^{(2)}$ будем, как и прежде, производить по формулам (6) для

$g_1(f) = \frac{1}{(1 + f_H/f)}$, $g_2(f) = \frac{1}{f(1 + f_H/f)^2}$, а $R_n(k_i)$ на каждом шаге будем вычислять пользуясь точной формулой (7).

Результаты работы такого модифицированного варианта итерационной процедуры для обыкновенной волны показаны на рис. 4. Величина потенциала порядка 3, итерации быстро сходятся.

В *четвёртой главе* рассмотрены особенности решения обратной задачи в случае больших потенциалов. Во второй главе было построено приближенное решение прямой задачи для действительных потенциалов большой величины (3). На основании анализа этого решения выяснено, что в случае достаточно больших потенциалов с долинами не вся информация о коэффициенте отражения может быть получена при проведении измерений, так как содержащие информацию о долине резонансы групповых задержек могут иметь крайне малую ширину по частоте и, вследствие этого, не поддаваться регистрации. В частности, получены следующие оценки.

Для того, чтобы зарегистрировать резонанс, относительная ширина спектра зондирующей волны должна быть порядка

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \leq \frac{e^{-\pi\alpha}}{2k \frac{\partial\Phi_2}{\partial k} \sqrt{p}}, \quad (8)$$

обозначения те же, что в формуле (3), p — пороговое значение: если групповая задержка на частоте, отличающейся от резонансной на величину $\Delta\omega$, превышает регулярное значение в $1+p$ раз, то резонанс считаем зарегистрированным. Из формулы (8) следует, что при заданной относительной погрешности частоты число распознаваемых резонансов можно оценить как

$$n \leq \frac{1}{\pi^2} \frac{L}{A_0} \ln \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \frac{A_0}{L\sqrt{H_1 p}} \right),$$

где A_0 — полуширина потенциального барьера перед долиной, L — ширина долины, H_1 — безразмерная величина потенциала в области барьера. Относительная глубина долины $\Delta q/q_1$, для которой можно зарегистрировать все резонансы, определяется неравенством

$$\frac{\Delta q}{q_1} \leq \frac{4}{\pi\sqrt{H_1}} \ln \left(\frac{\omega}{\Delta\omega} \frac{A_0}{L\sqrt{H_1 p}} \right).$$

Для численных оценок положим $p = 0.25$, $\Delta\omega/\omega = 10^{-5}$, $A_0/L = 0.5$, $H_1 = 10^7$ (порядка величины слоя E или слоя $F1$ в ионосфере), тогда $n \approx 1$, $\Delta q/q_1 = 10^{-3}$, то есть в этом случае узнать глубину долины по резонансам невозможно. И наоборот, если предположить $\Delta q/q_1 = 0.5$, то находим, что H_1 не должно превосходить $0.5 \cdot 10^3$ (величина спорадического E_s слоя в ионосфере). При $p = 10^{-2}$, $\Delta\omega/\omega = 10^{-4}$, $A_0/L = 0.25$, $H_1 = 10^3$ получаем $n \approx 3$, $\Delta q/q_1 \approx 0.27$. Итак, для достаточно больших потенциалов можно зарегистрировать лишь несколько первых резонансов. Полученные ограничения показывают практическую невозможность реконструкции достаточно больших потенциалов, в частности, ионосферных профилей с долиной выше слоя E или $F1$.

Для случая, когда параметры резонансов известны, разработан метод решения обратной задачи, основанный на вышеупомянутом приближении для профилей с долинами. На рис. 5-6 показан пример восстановления потенциала с долиной. Использован тестовый потенциал $q(x) = h \left(1 + 2e^{-((x-0.15)/0.01)^2} \right) \sin^2 \pi x$, где $h = 4 \cdot 10^5$. Все исходные данные получены путем численного решения прямой задачи.

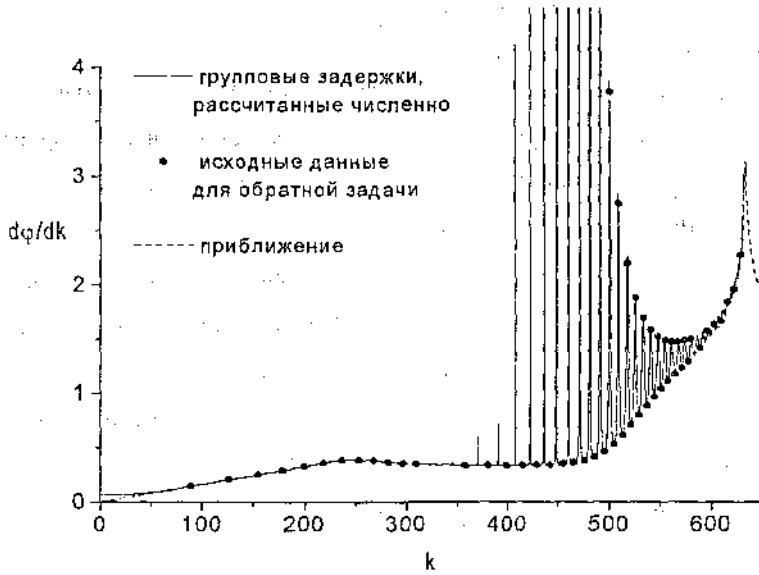


Рис. 5. Групповые задержки для исходного потенциала (численный расчёт) и восстановленного потенциала (аналитическое приближение).

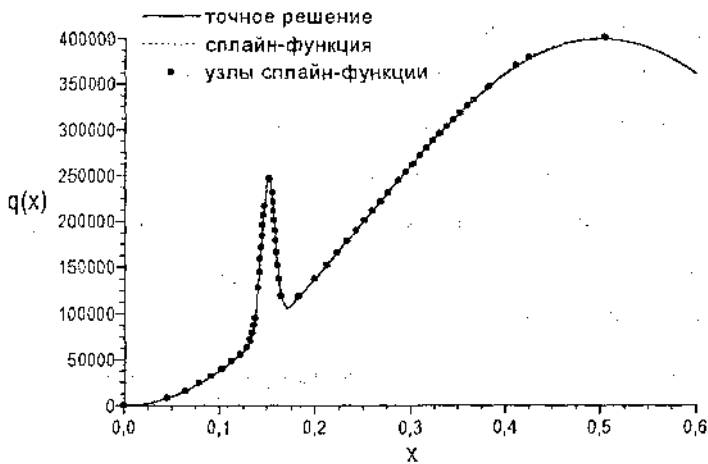


Рис. 6. Восстановление тестового потенциала с долиной.

На рис. 5 непрерывной линией изображена производная фазы коэффициента отражения. Кружками изображен дискретный набор данных для решения обратной задачи. Штриховая линия соответствует приближенному решению, аппроксимирующему точное решение.

На рис. 6 непрерывной линией изображен искомый потенциал, кружками — узловые точки сплайна, описывающего восстановленный потенциал. Сам восстановленный потенциал изображен штриховой линией, практически слившейся с изображением искомого потенциала. Величина барьера перед долиной порядка 300, что может соответствовать, например, тонкому спорадическому слою в ионосфере.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы:

1. Предложен эффективный и простой для реализации метод численного решения прямой задачи, основанный на представлении потенциала набором дельта-функций.

2. Важной характеристикой потенциала, существенно влияющей на решение обратной задачи, является обезразмеренная величина потенциала — произведение характерного значения потенциала на квадрат его ширины. Для потенциалов малой величины ($qA^2 \leq 10$) успешно работают такие классические методы решения ОЗР, как метод ГЛМ или приближение коэффициента отражения дробно-линейной функцией, в то же время для потенциалов большой величины ($qA^2 \geq 10 - 100$) эти методы оказываются непригодными.

3. Для малых финитных потенциалов предложены новое приближенное решение прямой задачи и основанная на этом приближении итерационная процедура для решения обратной задачи. Итерационная процедура обладает рядом важных достоинств: необходимый объём

исходных данных существенно меньше, чем необходимо для численной реализации метода ГЛМ, возможен учет поглощения и, одновременно, зависимости потенциала от частоты. Численный эксперимент показал, что итерационная процедура сходится при величине потенциала меньше или порядка трёх, что приблизительно соответствует толщине 100–1000 м для спорадических ионосферных слоёв, $10^{-1} - 10^{-3}$ м для лабораторной газовой плазмы, 1–100 мкм для полупроводниковых плёнок.

4. В случае потенциалов большой величины важная для решения обратной задачи информация об участках потенциала позади максимумов может заключаться в экспоненциально малых вариациях данных рассеяния, либо быть локализованной в экспоненциально (по величине потенциала) узких частотных интервалах, что приводит к потере этой информации за счет неизбежных погрешностей исходных данных.

5. Для исследования поведения коэффициента отражения для больших плавно меняющихся неунимодальных действительных потенциалов с долинами предложено приближенное решение прямой задачи, качественно и количественно хорошо согласующееся с результатами численного решения прямой задачи — в области долины наблюдаются резонансы групповых задержек, т.е. узкие пики производной по частоте фазы коэффициента отражения. На основе анализа приближенного решения получены оценки ширины резонансов по частоте, показывающие, что для достаточно больших потенциалов можно зарегистрировать лишь несколько первых резонансов, тогда как остальные, необходимые для восстановления долины резонансы не могут быть выявлены из-за того, что их ширина экспоненциально быстро убывает при погружении в долину. Для потенциалов типа полных ионосферных практически все характеризующие долину резонансы не могут быть

зарегистрированы, что делает полное восстановление структуры долины практически невозможным.

6. На основе приближенного решения прямой задачи разработан метод решения обратной задачи для больших плавно меняющихся действительных потенциалов с долиной. Если параметры всех характеризующих долину резонансов известны, то потенциал может быть успешно восстановлен, что было продемонстрировано с помощью численного эксперимента.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 8 научных работ:

1. Куницын В.Е., Нестеров И.А. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости плазмы // IV Международная научно-техническая конференция "Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах". Тезисы докладов. М., 1994. С.65–66.
2. Куницын В.Е., Нестеров И.А. Реконструкция профиля диэлектрической проницаемости слоистой плазмы // Вопросы дифракции и распространения волн. М.: МФТИ, 1994. С.24–37.
3. Куницын В.Е., Нестеров И.А. Прямая и обратная задачи радиозондирования слоистой ионосферы // Международная конференция "100-летие начала использования электромагнитных волн для передачи сообщений и зарождение радиотехники". Тезисы докладов. 1995. ч. II. С. 13.
4. Нестеров И.А. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости для толстых плазменных слоев // Международная конференция студентов и аспирантов по фундаментальным наукам "Ломоносов -96". Секция "Физика". 1996. С. 208.

5. Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Nesterov I.A., Razinkov O.G. Possibilities, perspectives and limitation of ionospheric studies by tomographic methods // Ionospheric Effect Symposium. Proceedings. Washington, 1996, P. 25–32.
6. Kunitsyn V.E., Nesterov I.A. Inverse problems of electromagnetic probing of layered plasma // XXV General Assembly URSI. Abstracts. Lille, 1996. P.75.
7. Куницын В.Е., Нестеров И.А. Реконструкция профиля электронной концентрации для плазменных слоев различной величины по данным радиозондирования // Вестник МГУ. Физика, Астрономия. 1997. №5. С.17–21.
8. Нестеров И.А. Задача восстановления профиля электронной концентрации для плазменных слоёв с долиной // Труды XI Всероссийской школы-конференции по дифракции и распространению волн. М., МГУ, 1998. С. 237–238.