

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА
ГЕОЛОГИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

УДК 550.837.3

П.Ю. Пушкарев
А.Г. Яковлев
А.Д. Яковлев

ПРОГРАММА РЕШЕНИЯ ПРАМОЙ И ОБРАТНОЙ ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧИ МЕТОДА
ЧАСТОТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ.

МОСКВА - 1999.

Печатается в соответствии с решением ученого совета МГУ, протокол № 10 от 26 ноября 1998 г.

П.Ю. Пушкарёв, А.Г. Яковлев, А.Д. Яковлев.

Программа решения прямой и обратной одномерной задачи метода частотных зондирований.

Введение.

Метод частотных электромагнитных зондирований с искусственными источниками (ЧЗ) был предложен в конце 30-х - начале 40-х гг. А.П. Краевым. Общая теория метода в ее наиболее полном виде была впервые отражена в работах А.Н. Тихонова и его учеников в конце 40-х - 50-х гг. В начале 60-х гг. Л.Л. Ваньян создал основы практического применения метода ЧЗ. Дальнейшее развитие метод получил в работах многих других ученых - как в нашей стране, так и за рубежом.

Метод ЧЗ обладает некоторыми важными преимуществами в сравнении с другими электромагнитными зондированиями. В отличие от методов постоянного тока, метод ЧЗ позволяет изучать заэкранированные высокоомными слоями толщи, а также не требует изменения разноса в процессе измерений и сужает действие принципа эквивалентности. В отличие от метода магнитотеллурических зондирований (МТЗ), метод ЧЗ обладает повышенной помехоустойчивостью, а также позволяет полнее изучать разрез за счет применения как индукционного, так и гальванического способа возбуждения поля.

Несмотря на свои преимущества и долгую историю, метод ЧЗ редко применяется на практике. Первоначально одной из основных причин отставания метода ЧЗ было отсутствие высокоточной и надежной аппаратуры для проведения полевых работ. К настоящему времени эти трудности практически преодолены. Другая причина была связана с тем, что в условиях горизонтально-неоднородных сред результаты измерений характеризуют область, горизонтальные размеры которой сопоставимы с размером установки, что приводит к низкой локальности наблюдений. Кроме того, резкие приповерхностные неоднородности вблизи питающего диполя могут сильно исказить получаемые кривые. Разработка методики импедансных измерений позволила решить эти проблемы. Было выяснено, что при наличии в осадочном чехле высокоомных экранов следует применять импедансные измерения в поле вертикального магнитного, а при их отсутствии - в поле горизонтального электрического диполя. В обоих случаях результат измерений характеризует разрез в точке наблюдения, что повышает его локальность и устраняет влияние неоднородностей вблизи питающего диполя. Наконец, третья, наиболее объективная причина отставания метода ЧЗ, связана с повышенной сложностью теории этого метода. Решение прямой задачи метода ЧЗ требует значительных

временных затрат и является более сложным, чем в методах постоянного тока и МТЗ, поскольку зависит и от разности, и от частоты. Однако появление мощных персональных компьютеров позволяет создавать и эффективно использовать программы моделирования и интерпретации данных ЧЗ в рамках различных моделей сред.

По мнению авторов, работа, направленная на развитие метода ЧЗ, должна включать:

1. Математическое моделирование полей ЧЗ в неоднородных средах;
2. Проведение опытных работ в различных геологических провинциях.

В основе математического моделирования лежит решение прямых, а в основе интерпретации полевых данных - решение обратных задач в классе одномерных моделей. Авторами была разработана программа MSU_FS1D одномерного моделирования и интерпретации данных ЧЗ. Исходные формулы, алгоритм, интерфейс и результаты тестирования этой программы приводятся в данной статье.

Исходные формулы.

Исходными формулами для программы MSU_FS1D являются выражения для компонент гармонического поля горизонтального электрического (AB) и вертикального магнитного (Q) диполей на поверхности горизонтально-слоистой среды в квазистационарном приближении. Для вывода этих формул удобно использовать метод, основанный на спектральных преобразованиях поля. В работе [2] приводятся полученные с помощью этого метода выражения для пространственных спектров компонент поля.

Компоненты электромагнитного поля получаются из своих пространственных спектров через преобразование Фурье:

$$A_j = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int a_j e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y,$$

где A_j - компонента поля по орту j , a_j - ее спектр, k_x и k_y - пространственные частоты, x и y - пространственные координаты (начало координат совпадает с центром диполя, причем в случае AB ось x сонаправлена с осью диполя, а в случае Q направлена произвольно). Кроме того, для последующих преобразований необходимо, чтобы ядра полученных интегральных преобразований зависели только от обобщенной пространственной частоты $n_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, а не от k_x и k_y по отдельности. Для этого множители k_x и k_y нужно заменить на соответствующие дифференциальные операторы в пространственной области. В результате получаются следующие выражения для компонент поля :

$$\begin{aligned}
E_x^{AB} &= \frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_0^2} \frac{n_1}{\sigma_1 R^E} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y - \\
&- \frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_0^2} \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
E_y^{AB} &= \frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_0^2} \left(\frac{n_1}{\sigma_1 R^E} + \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} \right) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_x^{AB} &= -\frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_0} \frac{R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_y^{AB} &= -\frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n_0} \frac{R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_z^{AB} &= -\frac{p}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
E_x^Q &= \frac{I^M}{4\pi^2} i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
E_y^Q &= \frac{I^M}{4\pi^2} i\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_x^Q &= -\frac{I^M}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_1}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_y^Q &= -\frac{I^M}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_1}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\
H_z^Q &= \frac{I^M}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_0^2 R^H}{n_1 + n_0 R^H} e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y
\end{aligned}$$

Здесь и далее E соответствует электрической, а H - магнитной компоненте поля. При этом нижний индекс компоненты обозначает ось, вдоль которой она направлена, а верхний - тип питающего диполя. Кроме того, используются следующие обозначения :

p, I^M - моменты диполей АВ и Q соответственно;

ω, μ_0 - круговая частота и магнитная проницаемость вакуума;

σ_j, d_j - удельная электропроводность и мощность j-го слоя;

$n_j = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_j^2}$, где k_j - волновое число j-го слоя ($k_j = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_j}$);

$R^E = \text{cth}(n_1 d_1 + \text{archth}(\frac{n_1 \sigma_1}{n_2 \sigma_2} \text{cth}(n_2 d_2 + \dots)))$;

$$R^H = \text{cth}(n_1 d_1 + \text{arcth}(\frac{n_1}{n_2} \text{cth}(n_2 d_2 + \dots))).$$

Следующим шагом является переход от двойного интеграла к обычному с помощью следующей формулы, связывающей преобразование Фурье с преобразованием Ханкеля :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty f(n_0) n_0 I_0(n_0 r) dn_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int f(n_0) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y,$$

где $f(n_0)$ - ядро интегрального преобразования, $I_0(n_0 r)$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка, а r - разнос ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$). Получаемые в результате перехода формулы можно упростить, осуществляя дифференцирование по пространственным координатам и понижение порядков функций Бесселя. В итоге получаются следующие формулы :

$$E_x^{AB} = -\frac{p}{2\pi} \int_0^\infty n_0 \left(\frac{x^2}{r^2} \frac{n_1}{\sigma_1 R^E} - \frac{y^2}{r^2} \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} \right) I_0(n_0 r) dn_0 -$$

$$-\frac{p}{2\pi} \frac{1}{r} \int_0^\infty \left((1 - 2 \frac{x^2}{r^2}) \frac{n_1}{\sigma_1 R^E} - (1 - 2 \frac{y^2}{r^2}) \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} \right) I_1(n_0 r) dn_0$$

$$E_y^{AB} = -\frac{p}{2\pi} \frac{xy}{r^2} \int_0^\infty n_0 \left(\frac{n_1}{\sigma_1 R^E} + \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} \right) I_0(n_0 r) dn_0 +$$

$$+\frac{p}{2\pi} \frac{2xy}{r^3} \int_0^\infty \left(\frac{n_1}{\sigma_1 R^E} + \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1 + n_0 R^H} \right) I_1(n_0 r) dn_0$$

$$H_x^{AB} = -\frac{p}{2\pi} \frac{2xy}{r^3} \int_0^\infty \frac{R^H n_0}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0 + \frac{p}{2\pi} \frac{xy}{r^2} \int_0^\infty \frac{R^H n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_0(n_0 r) dn_0$$

$$H_y^{AB} = \frac{p}{2\pi} (1 - 2 \frac{y^2}{r^2}) \frac{1}{r} \int_0^\infty \frac{R^H n_0}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0 + \frac{p}{2\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty \frac{R^H n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_0(n_0 r) dn_0$$

$$H_z^{AB} = \frac{p}{2\pi} \frac{y}{r} \int_0^\infty \frac{R^H n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0$$

$$E_x^Q = -\frac{I^M}{2\pi} \frac{y}{r} i\omega\mu_0 \int_0^\infty \frac{R^H n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0$$

$$E_y^Q = -\frac{I^M}{2\pi} \frac{x}{r} i\omega\mu_0 \int_0^\infty \frac{R^H n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0$$

$$H_x^Q = \frac{I^M}{2\pi} \frac{x}{r} \int_0^\infty \frac{n_1 n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0$$

$$H_y^Q = \frac{I^M}{2\pi} \frac{y}{r} \int_0^\infty \frac{n_1 n_0^2}{n_1 + n_0 R^H} I_1(n_0 r) dn_0$$

$$H_z^Q = \frac{I^M}{2\pi} \int_0^\infty \frac{R^H n_0^3}{n_1 + n_0 R^H} I_0(n_0 r) dn_0$$

Алгоритм программы.

Полученные формулы являются решением прямой задачи ЧЗ для горизонтально-слоистой среды. Все они содержат преобразования Ханкеля порядков 0 и 1. Для их численного расчета наиболее эффективна операция линейной фильтрации. Однако для ее успешного выполнения необходимо, чтобы ядра интегралов стремились к нулю при стремлении обобщенной пространственной частоты к нулю и к бесконечности, что требует дальнейшего преобразования формул.

Для горизонтальных электрических и вертикальной магнитной компонент поля АВ или Q из ядра преобразования вычитается ядро интегрального выражения для однородного полупространства. Это действие компенсируется добавлением к полученному интегралу аналитического выражения для однородного полупространства. Для горизонтальных магнитных компонент этот прием нерационален, поскольку горизонтальные магнитные компоненты поля над однородным полупространством в аналитическом виде не выражаются через элементарные функции. Для этих компонент из ядра удобнее вычитать его аппроксимацию по переменной интегрирования, преобразование Ханкеля от которой берется в аналитическом виде и может быть добавлено к интегральному выражению с целью компенсации этого действия. С учетом этого формулы принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} E_x^{AB} = & -\frac{p}{2\pi} \int_0^\infty n_0 \left(\frac{x^2}{r^2} \frac{n_1(1-R^E)}{\sigma_1 R^E} + \frac{y^2}{r^2} \left(\frac{i\omega\mu_0}{n_1+n_0} - \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1+n_0 R^H} \right) \right) I_0(n_0 r) dn_0 - \\ & -\frac{p}{2\pi} \frac{1}{r} \int_0^\infty \left(\left(1-2\frac{x^2}{r^2}\right) \frac{n_1(1-R^E)}{\sigma_1 R^E} + \left(1-2\frac{y^2}{r^2}\right) \left(\frac{i\omega\mu_0}{n_1+n_0} - \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1+n_0 R^H} \right) \right) I_1(n_0 r) dn_0 + \\ & + \frac{p}{2\pi\sigma_1} \frac{1}{r^3} \left(1-3\frac{y^2}{r^2} + (1-ik_1 r)e^{ik_1 r} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{AB} &= -\frac{p}{2\pi} \frac{xy}{r^2} \int_0^\infty n_0 \left(\frac{n_1(1-R^E)}{\sigma_1 R^E} - \frac{i\omega\mu_0}{n_1+n_0} + \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1+n_0 R^H} \right) I_0(n_0 r) dn_0 + \\
&+ \frac{p}{2\pi} \frac{2xy}{r^3} \int_0^\infty \left(\frac{n_1(1-R^E)}{\sigma_1 R^E} - \frac{i\omega\mu_0}{n_1+n_0} + \frac{i\omega\mu_0 R^H}{n_1+n_0 R^H} \right) I_1(n_0 r) dn_0 + \frac{p}{2\pi} \frac{1}{\sigma_1} \frac{3}{r^3} \frac{x}{r} \frac{y}{r} \\
H_x^{AB} &= \frac{p}{2\pi} \frac{2xy}{r^3} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0}{n_1+n_0 R^H} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} e^{-n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 - \\
&- \frac{p}{2\pi} \frac{xy}{r^2} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^2}{n_1+n_0 R^H} + \frac{n_0}{2} \right) I_0(n_0 r) dn_0 - \frac{p}{2\pi} \frac{xy}{r^3} \frac{1}{r\sqrt{r^2+1}} \\
H_y^{AB} &= -\frac{p}{2\pi} \left(1 - 2 \frac{y^2}{r^2} \right) \frac{1}{r} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0}{n_1+n_0 R^H} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} e^{-n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 - \\
&- \frac{p}{2\pi} \frac{y^2}{r^2} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^2}{n_1+n_0 R^H} + \frac{n_0}{2} \right) I_0(n_0 r) dn_0 + \frac{p}{2\pi} \left(1 - 2 \frac{y^2}{r^2} \right) \frac{1}{2r} \frac{1}{r\sqrt{r^2+1}} \\
H_z^{AB} &= -\frac{p}{2\pi} \frac{y}{r} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^2}{n_1+n_0 R^H} + \frac{n_0^2}{n_1+n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 + \\
&+ \frac{ip}{2\pi\sigma_1} \frac{1}{\omega\mu_0 r^4} \frac{y}{r} (3 - e^{ik_1 r} (3 - 3ik_1 r - k_1^2 r^2)) \\
E_x^Q &= \frac{I^M}{2\pi} \frac{y}{r} i\omega\mu_0 \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^2}{n_1+n_0 R^H} + \frac{n_0^2}{n_1+n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 + \\
&+ \frac{I^M}{2\pi\sigma_1} \frac{1}{r^4} \frac{y}{r} (3 - e^{ik_1 r} (3 - 3ik_1 r - k_1^2 r^2)) \\
E_y^Q &= \frac{I^M}{2\pi} \frac{x}{r} i\omega\mu_0 \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^2}{n_1+n_0 R^{H*}} + \frac{n_0^2}{n_1+n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 + \\
&+ \frac{I^M}{2\pi\sigma_1} \frac{1}{r^4} \frac{x}{r} (3 - e^{ik_1 r} (3 - 3ik_1 r - k_1^2 r^2)) \\
H_x^Q &= \frac{I^M}{2\pi} \frac{x}{r} \int_0^\infty \left(\frac{n_1 n_0^2}{n_1+n_0 R^H} - \frac{n_0^2}{2} + \frac{k^2}{8} - \frac{k^2}{8} e^{-n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 - \frac{I^M}{2\pi} \frac{x}{r} \frac{k^2}{8} \frac{1}{r\sqrt{r^2+1}} \\
H_y^Q &= \frac{I^M}{2\pi} \frac{y}{r} \int_0^\infty \left(\frac{n_1 n_0^2}{n_1+n_0 R^H} - \frac{n_0^2}{2} + \frac{k^2}{8} - \frac{k^2}{8} e^{-n_0} \right) I_1(n_0 r) dn_0 - \frac{I^M}{2\pi} \frac{y}{r} \frac{k^2}{8} \frac{1}{r\sqrt{r^2+1}} \\
H_z^Q &= -\frac{I^M}{2\pi} \int_0^\infty \left(-\frac{R^H n_0^3}{n_1+n_0 R^H} + \frac{n_0^3}{n_1+n_0} \right) I_0(n_0 r) dn_0 + \\
&+ \frac{I^M}{2\pi\sigma_1} \frac{1}{i\omega\mu_0 r^5} (9 - e^{ik_1 r} (9 - 9ik_1 r - 4k_1^2 r^2 + ik_1^3 r^3))
\end{aligned}$$

Примеры ядер преобразований Ханкеля после вычета асимптот приведены на рисунке 1.

Для численного расчета прямой задачи по этим формулам применяется фильтр В.Л. Андерсона из 283 коэффициентов, различных для преобразований Ханкеля 0 и 1 порядков [4]. Суммирование значений произведения подынтегральной функции на соответствующих абсциссах на коэффициенты фильтра осуществляется от центрального коэффициента сначала вправо, а затем влево. При этом используется специальный прием усечения фильтров, предложенный Андерсоном. Он заключается в том, что слагаемые, отвечающие малым и большим абсциссам и не вносящие заметного вклада в сумму, не рассчитываются. Как показали расчеты, для слабоконтрастных разрезов ядро интеграла быстрее убывает при стремлении пространственной частоты как к нулю, так и к бесконечности, чем для контрастных, поэтому используется меньшее число коэффициентов фильтра и расчет происходит быстрее.

Помимо ненормированного поля, программа предоставляет возможность расчета кривых кажущегося сопротивления. Нормировка традиционно для ЧЗ осуществляется по формулам дальней зоны [3].

Для сокращения времени расчета при решении прямой задачи программа производит

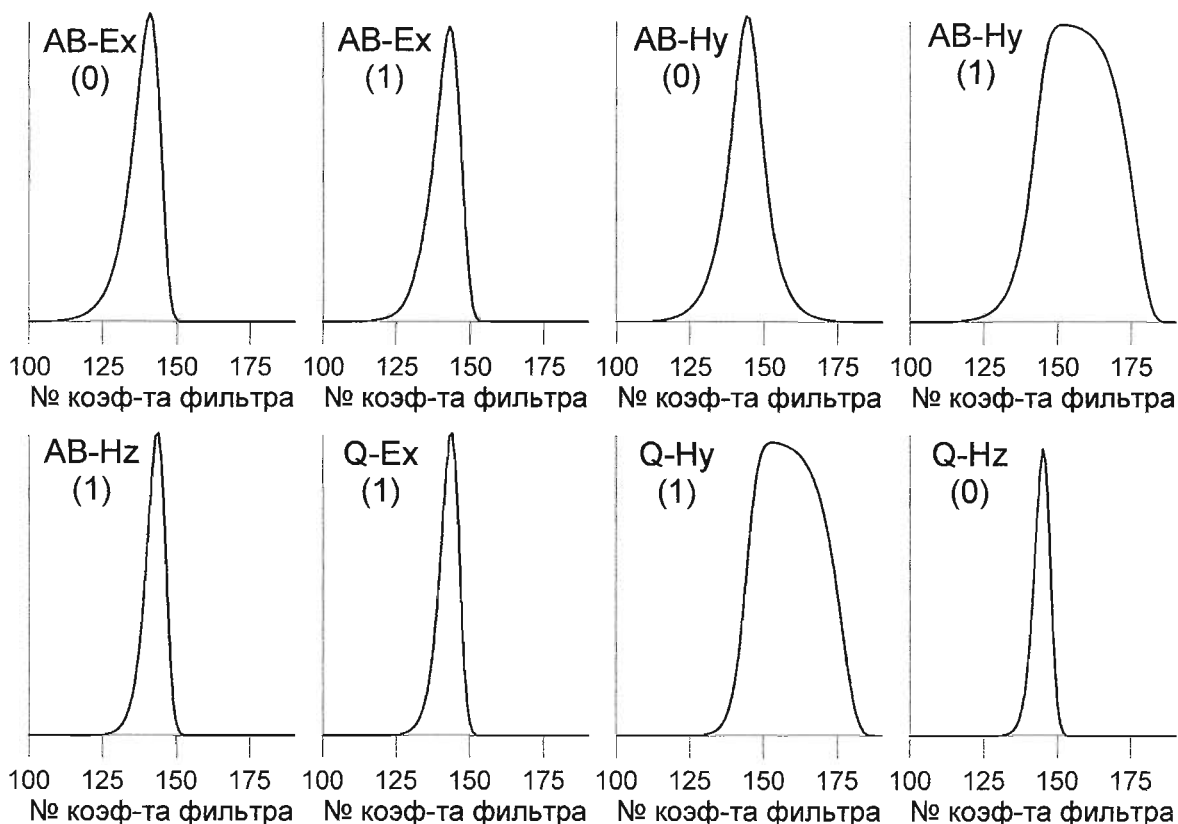


Рис. 1. Ядра преобразований Ханкеля для разноса 10 км и частоты 1 Гц для двухслойки ($\rho_1 = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $H_1 = 500 \text{ м}$, $\rho_2 = 1000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Шифр кривых - название установки и порядок преобразования Ханкеля.

переход на формулу МТЗ при совместном выполнении для двух точек кривой подряд трех условий : $|\rho_\omega - \rho_T| / \rho_\omega < 0.02$, $|\varphi_\omega - \varphi_T| < 3^\circ$ и $|kr| > 10$ (где ρ_T и φ_T - модуль и фаза кажущегося сопротивления, рассчитанные по формуле МТЗ). Аналогично, в том случае, если в ближней зоне данная компонента поля не зависит от разреза, осуществляется переход на формулу ближней зоны при выполнении для двух точек кривой подряд трех условий : $|\rho_\omega - \rho_{nz}| / \rho_\omega < 0.02$, $|\varphi_\omega - \varphi_{nz}| < 3^\circ$ и $|kr| < 0.1$ (где ρ_{nz} и φ_{nz} - модуль и фаза кажущегося сопротивления, рассчитанные по формуле ближней зоны).

Интерфейс и тестирование программы.

Программа MSU_FS1D является многооконным Windows - приложением. Ее главное окно представлено на рисунке 2. При этом функционально близкие элементы объединяются в отдельном окне. Окно "Amplitude" содержит расчетную и полевую (если она имеется) амплитудную кривую, а окно "Phase" - расчетную и полевую (если она имеется) фазовую кривую. При этом существует возможность отображения как амплитуды и фазы кажущегося

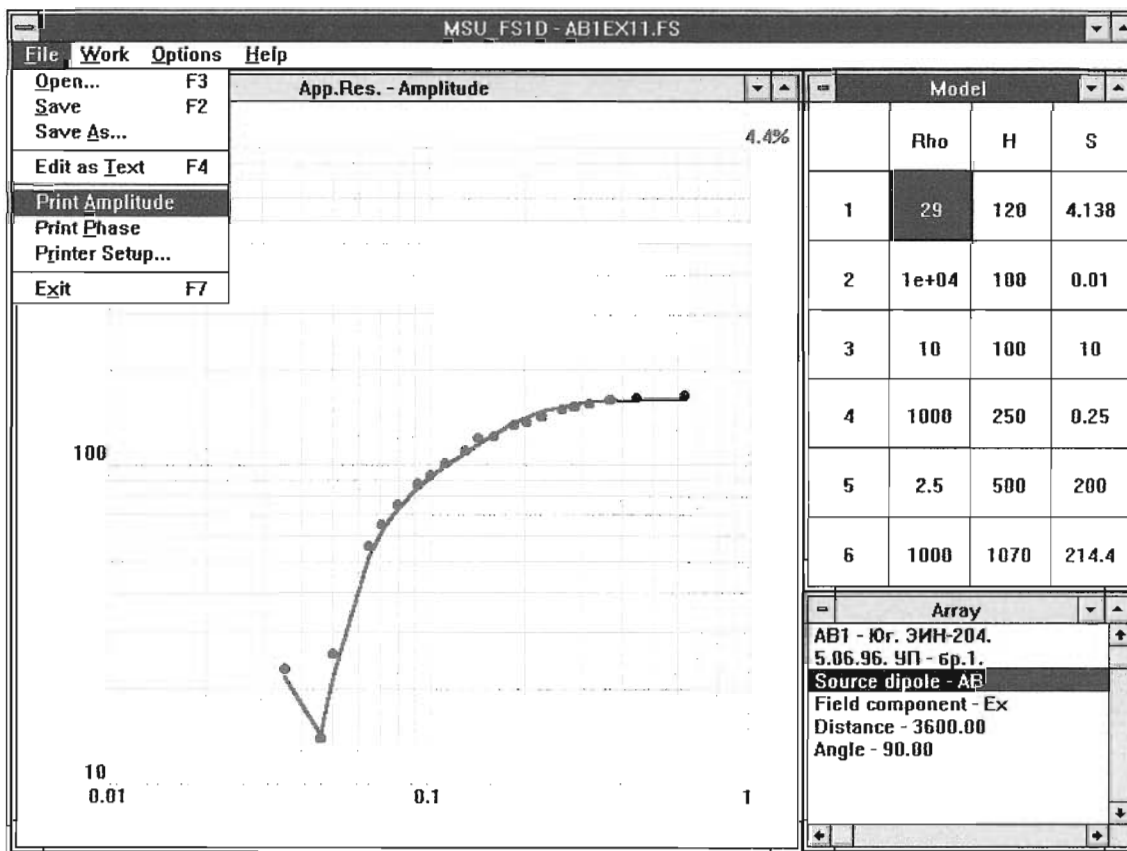


Рис. 2. Интерпретационный экран программы MSU_FS1D.

сопротивления, так и амплитуды и фазы ненормированного поля. Программа позволяет оперативно редактировать полевые кривые, что бывает необходимо при устранении отскоков. Окно “Array” содержит набор параметров, описывающих установку зондирования. Параметр “Source dipole” (питающий диполь) может меняться : “AB” - для горизонтального электрического, “Q” - для вертикального магнитного питающих диполей и “MT” - для плоской волны. Параметр “Field component” (компонента поля) принимает значения “Ex”, “Ey” для горизонтальных электрических, “Hx”, “Hy” для горизонтальных магнитных и “Hz” для вертикальной магнитной компонент поля диполя, а также “Z” для импеданса ($Z=E_x/H_y$). Здесь же задается разнос и азимутальный угол. В программе предусмотрено оперативное изменение любого из этих параметров, что удобно использовать при решении прямых задач с целью выбора оптимальных установок, оценки разрешающей способности метода и т.д. Наконец, в окне “Model” отображается электронная таблица, содержащая текущую модель среды, т.е. значения сопротивлений, мощностей и продольных проводимостей слоев.

Входными данными для прямой задачи являются модель среды и описание установки. При любом их изменении автоматически происходит пересчет прямой задачи. Результатом решения прямой задачи являются амплитудная и фазовая расчетные кривые ЧЗ. Время расчета кривой на персональном компьютере составляет около 1 сек. Процесс интерпретации сводится к совмещению полевых и расчетных кривых зондирования путем изменения модели среды (ручной подбор). Как показала практика, ручной подбор занимает больше времени, чем

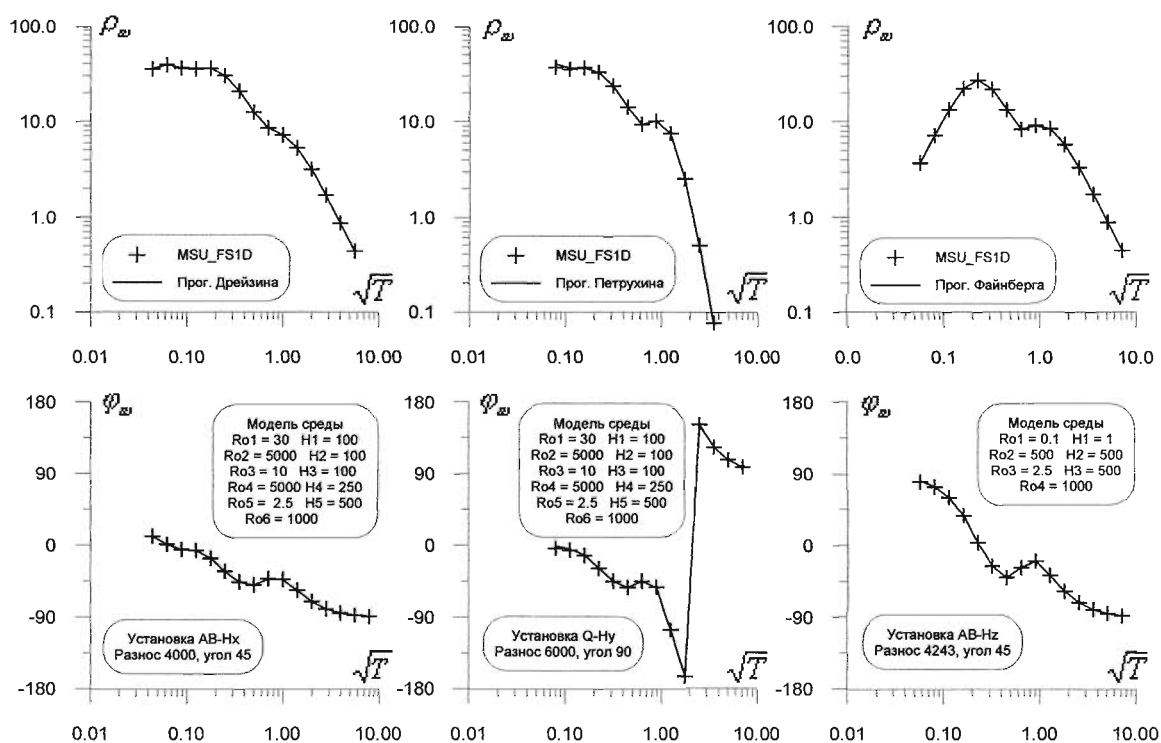


Рис. 3. Сравнение результатов расчета по программе MSU_FS1D и другим программам.

автоматический, основанный на минимизации функционала невязки полевой и расчетной кривых. Однако он позволяет полнее учитывать опыт интерпретатора и априорные гипотезы. А поскольку подбор кривых в рамках одномерной модели представляет собой вполне посильную любому человеку задачу, то ручной подбор в данном случае представляется авторам наиболее оптимальным методом интерпретации.

Для проверки правильности решения прямой задачи ЧЗ и оценки точности программы было выполнено тестирование, включавшее следующие этапы :

1. Проверка того, что компоненты E_x^{AB} , E_y^{AB} и H_z^{AB} , а также компоненты E_x^Q , E_y^Q и H_z^Q удовлетворяют равенству $i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}$, являющемуся прямым следствием уравнений Максвелла. При этом производные электрических компонент рассчитывались конечно-разностным способом.
2. Сопоставление результатов расчета компонент E_x^{AB} и H_z^{AB} с палетками, рассчитанными и опубликованными Л.Л. Ваньяном [1].
3. Сопоставление результатов расчета компонент E_x^{AB} и E_y^{AB} на низких частотах при малых разностях с результатами расчетов по программам решения прямых задач методов постоянного тока.
4. Сопоставление результатов расчета всех компонент поля диполей АВ и Q с аналогичными программами Ю.А. Дрейзина и Б.П. Петрухина, а также с программой пленочного моделирования Э.Б. Файнберга и Б.Ш. Зингера. Примеры такого сопоставления приведены на рисунке 3.

Результаты тестирования программы MSU_FS1D показали, что она обеспечивает точность порядка 1 % в широком диапазоне частот, разностей и параметров разреза.

Заключение.

Отличительной чертой рассмотренной программы MSU_FS1D является то, что она позволяет быстро и точно рассчитать прямую задачу ЧЗ для всех основных типов источников и компонент поля, а также импеданса. Она применяется на кафедре геофизики геологического факультета МГУ при решении следующих задач :

1. При моделировании с целью изучения структуры переменного поля на поверхности горизонтально-слоистой среды, а также при определении преимуществ и недостатков

измерения тех или иных компонент поля и при определении оптимальных разносов и параметров источников и приемников для конкретных геоэлектрических разрезов.

2. При интерпретации полевых данных, полученных за последние несколько лет в ряде районов Русской плиты.
3. При обучении студентов-геофизиков приемам компьютерной интерпретации в ходе учебно-производственной практики.

Список литературы.

1. Ваньян Л.Л. и др. «Геофизическое исследование строения земной коры (частотное электромагнитное зондирование)». Москва, Институт океанологии им. П.П. Ширшова АН СССР, 1976.
2. Жданов М.С. «Электроразведка». Москва, Недра, 1986.
3. «Электроразведка. Справочник геофизика». Под ред. Хмелевского В.К. и Бондаренко В.М. Москва, Недра, 1989.
4. Anderson W.L. «Computer program. Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering». Geophysics, 1979, vol. 4, no. 4, p. 1287-1305.