

А. Б. Кочеров

ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ С ЦИФРОВОЙ АППАРАТУРОЙ АМТ-МЕТОДА

Аудиомагнитотеллурический (АМТ) метод, являющийся высокочастотным аналогом широко применяющегося метода МТЗ и основанный на измерении естественных электромагнитных полей в диапазоне от единиц герц до нескольких килогерц, стал достаточно популярным при решении задач поисков массивных руд, геотермальных зон, определении глубины подстилающей среды под плохо проводящим верхним слоем и картировании блоков пород, контрастных по электрическим свойствам [1].

Современная аппаратура для аудиомагнитотеллурических зондирований часто представляет собой магнитотеллурические станции, позволяющие проводить измерения в ряде частотных диапазонов, из которых лишь один или два относятся к звуковому диапазону частот, например МТ-1 фирмы ЕМІ (США), GMS-05 фирмы Metronix (Германия), V-5 фирмы Phoenix (Канада); применяются стандартные магнито-теллурические процедуры обработки полученных данных, и в литературе практически не приводится данных об особенностях методики работы в этом диапазоне относительно высоких частот.

При использовании цифровой аппаратуры, управляемой компьютером, возможны различные схемы получения данных и их обработки. Возможен расчет в реальном времени характеристик наблюдаемых полей (например, спектральных плотностей мощности или корреляционных функций) с накоплением и отбраковкой по выбранному признаку некоторых интервалов, затем определение на их основе импедансов, расчет фазовых и амплитудных кривых зондирования. Достоинством этого способа регистрации и обработки является меньший объем сохраняемых данных и требующихся при обработке операций, а также то, что обеспечивается более длительное время накопления. Однако при этом способе очень сильна зависимость от используемого алгоритма обработки и отбраковки собственно первичных данных — временных отсчетов мгновенных напряженностей поля, и отсутствует возможность повторной обработки, так как первичные данные не сохраняются.

Другой подход, позволяющий обеспечить наибольшую гибкость при обработке и возможность получения максимального количества информации из измеренных данных, — сохранение на диске полевого компьютера последовательности отсчетов мгновенных значений напряженности поля. Главным недостатком такого подхода является намного больший объем сохраняемых данных, а достоинством — простота сравнения различных алгоритмов обработки при оценке их качества с целью выбора оптимального. В настоящей статье рассматривается обработка результатов измерений с аппаратурой, построенной в рамках именно этого подхода. Система обработки, реализующая первый подход, может в дальнейшем быть построена на основе алгоритма, выбранного в ходе экспериментов и дающего наилучшие результаты.

Измерения в диапазоне АМТ с упомянутой выше промышленной аппаратурой зарубежных фирм, как правило, обрабатываются в реальном времени, хотя дополнительно часто обеспечивается и возможность записи компонент поля в виде отдельных интервалов. Обработка АМТ-данных проводится на основе тех же теоретиче-

ских положений, что и в традиционной магнитотеллурике, однако характеристики наблюдаемого электромагнитного поля в рассматриваемом диапазоне частот обуславливают, как показано далее, ряд особенностей процедур обработки.

Для горизонтально-неоднородной среды связь горизонтальных составляющих электромагнитного поля на фиксированной частоте записывают в виде соотношений [2]:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y, \quad E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y. \quad (1)$$

Компоненты тензора импедансов часто определяются с помощью построения избыточных систем линейных уравнений на основе (1), включающих либо гармоники Фурье, определенные по нескольким коротким интервалам записи, либо комплексные амплитуды полей после узкополосной цифровой фильтрации на ряде частот [3, 4]. Указанные системы линейных уравнений решаются в дальнейшем методом наименьших квадратов. При этом значения импедансов, определяемые на различных участках записи, могут осредняться или подвергаться более изощренной отбраковке, например с использованием приобретенных в последнее время популярность робастных методов [5, 6].

Как показано в [7], используя систему (1), можно перейти к уравнениям, содержащим различные автоспектральные и взаимно-спектральные плотности мощности. При этом каждое уравнение системы (1) даст четыре уравнения, которые могут быть сгруппированы в шесть пар для получения соответствующих компонент тензора импедансов:

$$\begin{aligned} G_{E_x E_x} &= Z_{xx}G_{E_x H_x} + Z_{xy}G_{E_x H_y}, & G_{E_y E_x} &= Z_{xx}G_{E_y H_x} + Z_{xy}G_{E_y H_y}, \\ G_{H_x E_x} &= Z_{xx}G_{H_x H_x} + Z_{xy}G_{H_x H_y}, & G_{H_y E_x} &= Z_{xx}G_{H_y H_x} + Z_{xy}G_{H_y H_y}, \\ G_{E_x E_y} &= Z_{yx}G_{E_x H_x} + Z_{yy}G_{E_x H_y}, & G_{E_y E_y} &= Z_{yx}G_{E_y H_x} + Z_{yy}G_{E_y H_y}, \\ G_{H_x E_y} &= Z_{yx}G_{H_x H_x} + Z_{yy}G_{H_x H_y}, & G_{H_y E_y} &= Z_{yx}G_{H_y H_x} + Z_{yy}G_{H_y H_y}. \end{aligned} \quad (2)$$

В уравнения системы (2) входят спектральные плотности мощности регистрируемых сигналов, определенные по всему временному интервалу регистрации. Такая характеристика является оптимальной в смысле метода наименьших квадратов [8]. Случайная ошибка оценки характеристики при этом сильно зависит от когерентности и обратно пропорциональна корню из числа усреднений, выполняемых при оценивании спектральных плотностей. Нахождение импедансных характеристик в рамках данного метода требует значительно меньших вычислительных затрат, чем использование цифровой фильтрации во временной области и затем решение систем уравнений методом наименьших квадратов. Поэтому в настоящей статье рассматривается именно данный метод нахождения импедансных характеристик, как более отвечающий целям полевой экспресс-обработки и оценки качества измерений.

На стадии предварительной оценки записей поля обычно обеспечивается выбор отдельных интервалов для анализа и дальнейшей обработки, а также цифровая фильтрация (полосовая, режекторная, НЧ и ВЧ). Основную часть дальнейшей обработки составляет цифровой спектральный анализ. В случае негауссовских процессов выбор как метода спектрального анализа, так и функций окна для взвешивания данных или корреляционных функций, параметров усреднения во временной и частотной областях, которые позволяют обеспечить нужное спектральное разрешение и эффективное усреднение по ансамблю, обосновывается только экспериментальными данными [9].

Односторонние спектральные плотности мощности (СПМ) процессов x и y и их взаимно-спектральная плотность мощности задаются следующими формулами:

$$G_x(f) = 4 \int_{-\infty}^{\infty} R_x(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau, \quad G_y(f) = 4 \int_{-\infty}^{\infty} R_y(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau,$$

$$G_{xy}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{xy}(\tau) e^{2\pi i f \tau} \, d\tau = C_{xy}(f) - iQ_{xy}(f), \quad 0 \leq f < \infty,$$

где $C_{xy}(f)$ — синфазная составляющая, $Q_{xy}(f)$ — квадратурная составляющая взаимной спектральной плотности, $R_x(t)$, $R_y(t)$ — автокорреляционные функции процессов, R_{xy} — взаимная корреляционная функция.

Спектральная плотность стационарных эргодических процессов может быть выражена также с помощью равенств [8]:

$$G_x(f) = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} M[|X(f, T)|^2],$$

$$G_y(f) = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} M[|Y(f, T)|^2],$$

$$G_{xy}(f) = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} M[|X(f, T)Y(f, T)|^2],$$

где

$$X(f, T) = \int_0^T x(t) e^{-2\pi i f t} \, dt, \quad Y(f, T) = \int_0^T y(t) e^{-2\pi i f t} \, dt$$

представляют собой преобразования Фурье процессов $x(t)$ и $y(t)$ на конечном интервале T .

Выражение

$$|X(f, T)|^2 = \left(\int_0^T x(t) \cos 2\pi f t \, dt \right)^2 + \left(\int_0^T x(t) \sin 2\pi f t \, dt \right)^2$$

описывает узкополосную фильтрацию процесса $x(t)$ так, что на выходе наблюдается среднее значение квадрата составляющих реализации $x(t)$, частоты которых принадлежат узкому диапазону с центральной частотой f [8].

Таким образом, возможно несколько способов расчета спектральных плотностей мощности зарегистрированных сигналов:

- прямым преобразованием Фурье исходной реализации (периодограммный метод);
- преобразованием Фурье корреляционной функции (коррелограммный метод);
- с помощью узкополосной цифровой фильтрации процесса во временной области, последующего возведения в квадрат и усреднения.

Наиболее популярным является периодограммный метод, поскольку он требует наименьших вычислительных затрат. При этом исходная реализация, как правило, делится на ряд перекрывающихся сегментов, на каждом из которых выполняется быстрое преобразование Фурье (БПФ). Операция взятия математического ожидания заменяется усреднением полученных таким образом выборочных спектров. Без

выполнения такого усреднения получаемые оценки спектральной плотности оказываются неудовлетворительными из-за того, что среднеквадратическая ошибка выборочных оценок сравнима со средним значением оценки. Иногда вместо усреднения по сегментам применяется сглаживание выборочного спектра по частоте.

Корреллограммный метод в настоящее время применяется реже, так как с точки зрения вычислительных затрат уступает периодограммному методу. Метод фильтрации с возведением в квадрат и усреднением, хотя, в основном, используется в аналоговых анализаторах спектра и при реализации с применением цифровой фильтрации требует наибольших вычислительных затрат, может иметь ряд преимуществ в некоторых ситуациях. Например, данный метод может оказаться предпочтительным при использовании не линейного, а логарифмического шага по частоте, или при проведении подробного анализа ограниченного участка спектра [10].

При анализе реальных данных преобразование Фурье выполняется на ограниченном интервале реализации, что эквивалентно умножению последовательности отсчетов данных на прямоугольное весовое окно, когда отсчеты, выходящие за пределы интервала, умножаются на нулевые коэффициенты, а лежащие внутри — на единичные. В силу явления Гиббса получаемые после БПФ оценки СПМ представляют собой свертку "истинных" СПМ со спектральной плотностью указанного окна, что приводит к расширению главного лепестка спектральной плотности и появлению боковых лепестков. При наличии резких пиков и неравномерностей в спектре это сильно искажает получаемую оценку СПМ. Для уменьшения искажающего эффекта перед выполнением преобразования Фурье участок записи обрабатывается каким-либо окном данных, т. е. отсчеты умножаются на некоторые весовые коэффициенты, по краям интервала обычно сходящиеся к нулю и близкие к единице в центре. Взятие ограниченного числа сдвигов корреляционной функции при использовании корреллограммного метода также эквивалентно умножению реальной корреляционной функции на прямоугольную весовую функцию. Получаемая таким образом оценка СПМ есть свертка истинной спектральной плотности с преобразованием Фурье этой весовой функции (спектральным окном). Проявление эффекта Гиббса в этом случае также приводит к расширению главного лепестка спектральной плотности и появлению боковых лепестков (половина из которых к тому же отрицательна). Для снижения таких отрицательных эффектов используется или сглаживание оценок СПМ, или корреляционное окно (весовая функция, на которую умножается корреляционная функция) такой формы, которая ведет к подавлению боковых лепестков.

Узкополосная фильтрация при применении третьего способа производится также на конечной последовательности отсчетов (т. е. используется прямоугольное окно данных), в силу явления Гиббса это приводит к свертке расчетной передаточной функции фильтра с функцией отношения синусоид. Однако, так как длина последовательности данных при обработке записей АМТ-полей всегда намного больше длины фильтра, в данном случае этим влиянием можно пренебречь и учитывать лишь эффект от конечности числа членов суммы при расчете желаемой передаточной функции фильтра.

Поля, наблюдаемые в АМТ-диапазоне, имеют существенно неравномерный спектр; в диапазоне от единиц герц до десяти килогерц изменения значений СПМ достигают 4–5 порядков с минимумом в области 1–2 кГц. На естественные поля, как правило, накладываются интенсивные поля помех — поля промышленной частоты и ее гармоник до частот по крайней мере единиц килогерц, по амплитуде зачастую на порядки превосходящие естественные поля. В случае обработки сигналов с неравномерным спектром с резкими пиками, как в случае наблюдаемых полей

АМТ-диапазона, удачное частотное окно [11] должно иметь возможно более узкий центральный лепесток, число боковых выбросов должно быть небольшим, их амплитуда малой, а отрицательные боковые выбросы по-возможности отсутствовать. Такие же требования, за исключением последнего, предъявляются и к спектральным окнам.

Выбору наиболее подходящего окна далеко не всегда уделяется достаточно внимания при проведении спектрального анализа в магнитотеллурической практике, что связано с более гладким и равномерным, чем в АМТ-диапазоне, спектром поля. Достаточно широко распространенным является окно, состоящее в обработке начальных и конечных 10 % интервала данных косинусоидальной сглаживающей функцией [8, 12].

На рис. 1 приведены оценки спектральных плотностей мощности компоненты поля H_y в полосе 1,5–400 Гц в случае не очень интенсивных гармоник промышленной частоты. Оценки СПМ получены различными способами: периодограммным (а), коррелограммным (б), фильтрации с возведением в квадрат и усреднением (в), а также согласно процедуре, описанной в [13], — путем вычисления периодограммы с последующим сглаживанием по частоте по пяти точкам (г). Видно, что указанные способы приводят к сходным спектральным кривым, отличающимся незначительными деталями, за исключением того, что последний способ дает весьма искаженные оценки СПМ вблизи пиков, соответствующих гармоникам 50 Гц. Однако применение тех же методов для обработки данных, характеризующихся значительной интенсивностью промышленных полей, показывает, что в данном случае выбор способа расчета и корректирующего окна приобретает важную роль.

На рис. 2, а приведена периодограммная оценка, полученная по неперекрывающимся сегментам, при этом концы каждого интервала (10 % с каждой стороны) сглаживались по косинусу. Рис. 2, б представляет периодограммную оценку по методу Уэлча (усреднение по сегментам с 50%-ным перекрытием) и с использованием окна Наттолла, обеспечивающего интенсивное подавление боковых лепестков. Веса задаются следующим выражением:

$$w[n] = \sum_{r=0}^3 a_r \cos \frac{2\pi r (n - \frac{N-1}{2})}{N-1}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1,$$

$$a_0 = 0,3635819, \quad a_1 = 0,4891775, \quad a_2 = 0,1365995, \quad a_3 = 0,0106411.$$

На рис. 2, в приведена также периодограммная оценка, но с окном Ханна:

$$w_n = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 - \cos \frac{2\pi n}{N}), & n = 0, 1, \dots, N, \\ 0, & n > N, \end{cases}$$

где n — номер отсчета данных.

Коррелограммная оценка с применением окна Ханна приведена на рис. 2, г. Корреляционная весовая функция Ханна выражается следующим образом:

$$D_r = D(r\delta t) = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 + \cos \frac{2\pi r}{m}), & r = 0, 1, \dots, m, \\ 0, & r > m, \end{cases}$$

где r — величина сдвига.

Как видно из рис. 2, наилучшие спектральные оценки — наиболее гладкие и менее всего искаженные в окрестностях пиков — получаются при использовании окна Наттолла (б). В большинстве случаев хорошие результаты могут быть получены также при использовании временного окна Ханна (в).

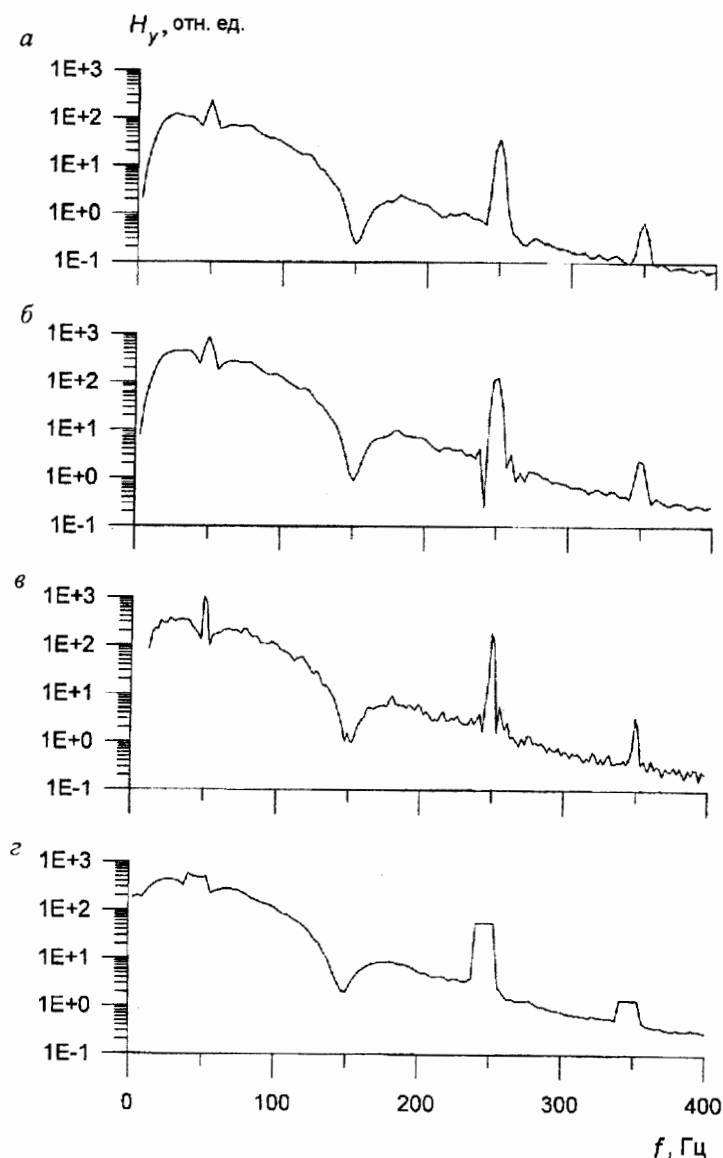


Рис. 1. Оценки СПМ компоненты H_y с использованием различных методов оценивания. *а* — периодограммный метод Уэлча; *б* — коррелограммный метод; *в* — цифровая фильтрация во временной области; *г* — периодограмма со сглаживанием по частоте.

При использовании спектральных оценок, даваемых двумя другими способами, получаемые оценки передаточных функций (импедансов) имеют значительно больший разброс в окрестностях пиков от гармоник промышленной частоты из-за влияния просачивания энергии через боковые лепестки, в результате чего кривые зондирования определяются с большими погрешностями.

Следует учитывать, что при использовании одного и того же весового окна для обработки отсчетов данных и корреляционной функции, с последующим нахождением

ем оценок СПМ периодограммным или коррелограммным методами, влияние боковых лепестков во втором случае будет больше, чем в первом (хотя ширина главного пика во втором случае меньше, чем в первом, при одинаковой длине окна) [11].

Таким образом, сравнение результатов применения различных методов спектрального оценивания позволяет сделать вывод, что наиболее адекватным методом при обработке данных АМТ-измерений является периодограммный метод Уэлча с использованием окна Наттолла, как в силу его вычислительной эффективности, так и с точки зрения качества получаемых оценок СПМ.

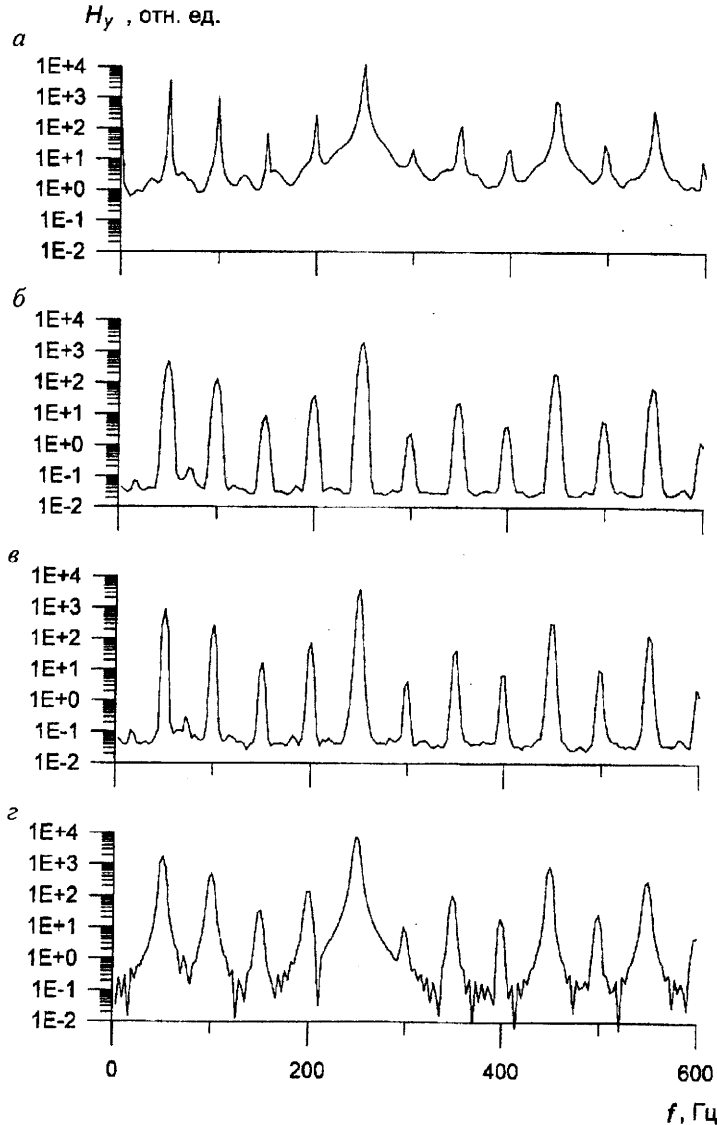


Рис. 2. Оценки СПМ с использованием различных окон.

а — периодограмма Уэлча, сглаживание 10 % отсчетов данных на концах интервалов;
 б — то же, окно Наттолла; в — то же, окно Ханна; г — коррелограмма, окно Ханна.

При обработке данных в низкочастотной магнитотеллурике часто величина спектрального разрешения, или связанная с ним эффективная полоса фильтрации, выбирается достаточно большой, обеспечивая усреднение спектральной плотности в данной полосе. К такому же результату приводит применяющееся при обработке сглаживание выборочных спектров по частоте [12]. При получении логарифмического шага по частоте, более подходящего при построении кривых зондирования в логарифмическом масштабе, часто рекомендуется также производить осреднение оценок спектра, полученных при помощи БПФ, на ряде центральных частот, рас-

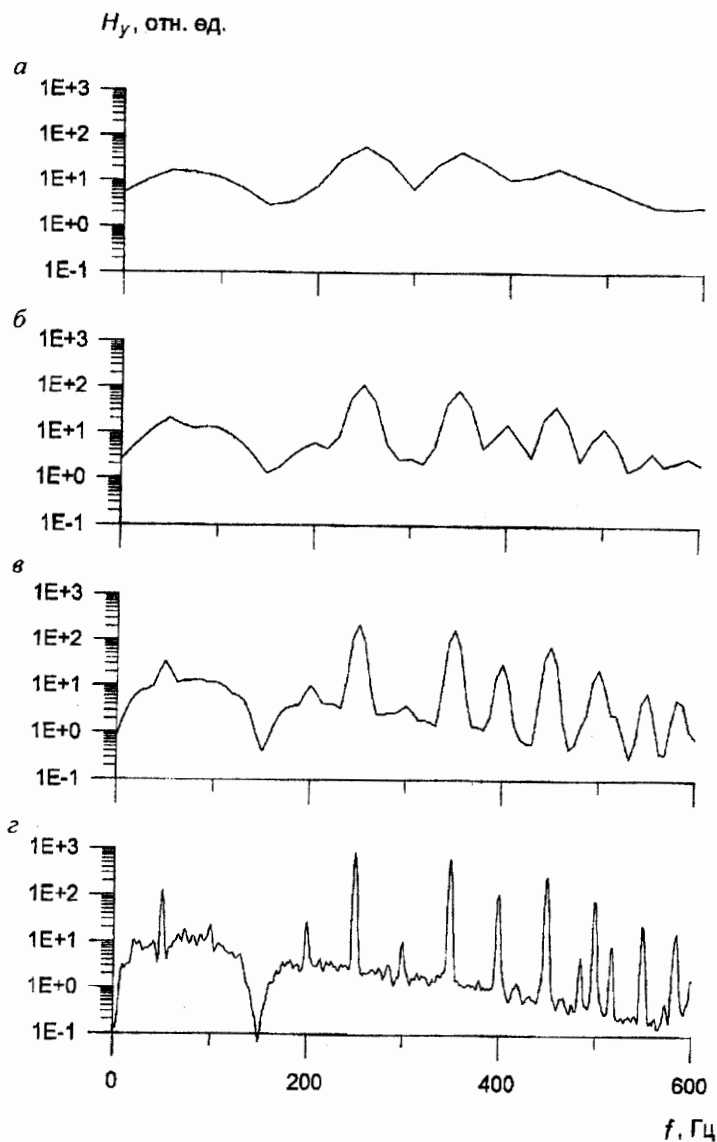


Рис. 3. Оценки СПМ при разном спектральном разрешении.

a — 64-точечное преобразование Фурье, $б$ — 128-точечное,

$в$ — 256-точечное, $г$ — 1024-точечное.

стояние между которыми увеличивается с повышением частоты, и в полосе, ширина которой тоже увеличивается [14]. Не приводя к заметным ошибкам в низкочастотной магнитотеллурике, данный подход совершенно неприменим при обработке аудиоманнителлурических данных. При наличии в реальных наблюдаемых спектрах большого количества четных и нечетных гармоник промышленной частоты до частот порядка килоггерц (а так чаще всего и бывает при работе в рудных райо-

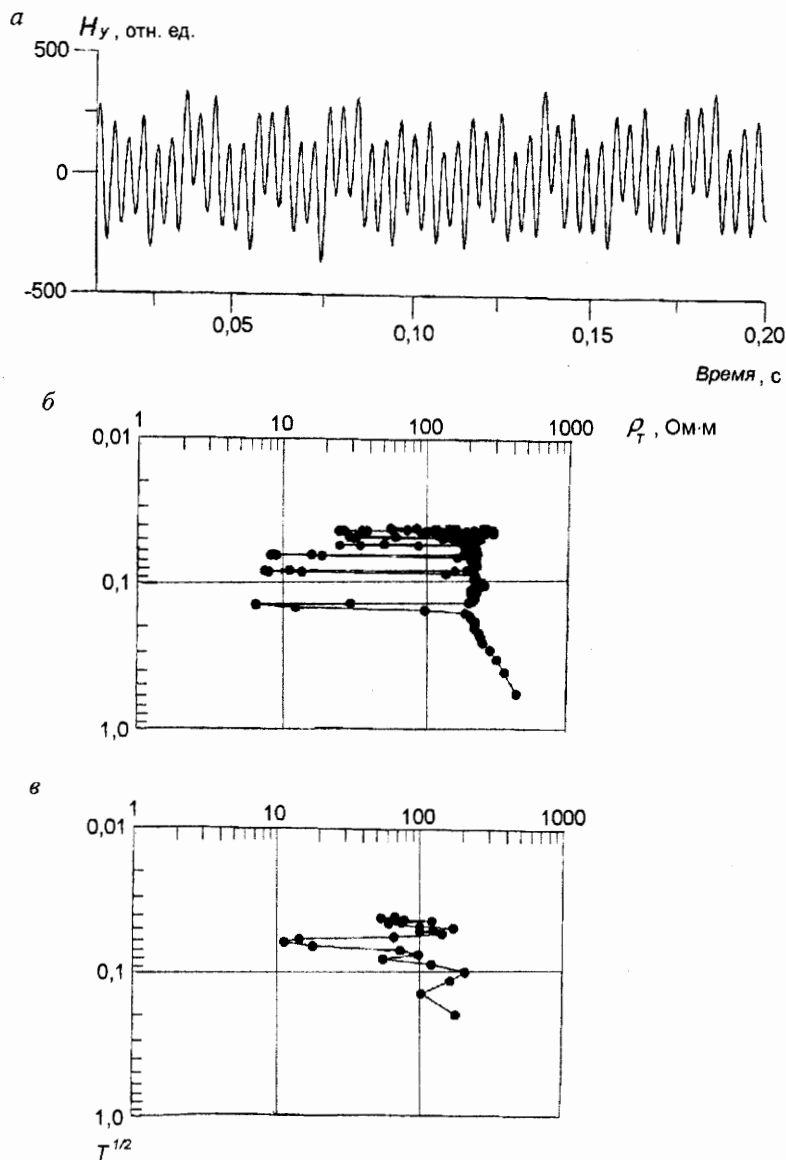


Рис. 4. Пример влияния выбранного спектрального разрешения на качество получаемой кривой зондирования.

а — пример записи компоненты H_y ; б — кривая зондирования, рассчитанная с использованием 1024-точечного преобразования Фурье; в — кривая зондирования, рассчитанная с использованием 64-точечного преобразования Фурье.

нах) использование недостаточного спектрального разрешения (малого количества оценок спектра с большой эффективной полосой фильтрации) или применение указанных осредняющих процедур приводит к большим ошибкам смещения, полностью искажая оценки спектра на высоких частотах.

На рис. 3 приведены оценки СПМ компоненты поля H_y , полученные с использованием БПФ на интервале данных длиной 64 (а), 128 (б), 256 (в) и 1024 (г) отсчета. Как видно из рисунка, в первых случаях спектральные пики от высокочастотных гармоник промышленной частоты сливаются, давая искаженные смещенные оценки спектра в высокочастотной части. Высокие значения оценки когерентности также являются искаженными. С учетом сказанного, рекомендуемая величина номинального спектрального разрешения $f = 1/(2\Delta tN)$, где Δt — интервал дискретизации, а N — количество оценок СПМ, получаемых при БПФ, должна составлять не менее 10 Гц. Аналогичными соображениями следует руководствоваться при выборе ширины полосы фильтрации.

Сказанное выше иллюстрирует рис. 4, где приведен пример записи компоненты поля H_y (рис. 4, а) с очевидным влиянием высокочастотных гармоник промышленной частоты и кривые зондирования, полученные с использованием 1024 точек (номинальное спектральное разрешение 1,56 Гц, рис. 4, б) и 64 точек (25 Гц, рис. 4, в) при выполнении преобразования Фурье. Значения кажущегося сопротивления на частотах, соответствующих высокочастотным гармоникам 50 Гц (рис. 4, б), резко отличаются от уровня остальной части кривой и могут быть легко исключены. В то же время значительные части кривых, полученных с недостаточным спектральным разрешением (рис. 4, в), искажены.

Приведенные материалы были получены в процессе создания автором системы первичной обработки результатов измерений, проведенных с помощью аппаратуры АМТФ, разработанной в ВИРГ "Рудгеофизика" и производящей непрерывную запись компонент электромагнитного поля в диапазоне от единиц герц до единиц килогерц [15]. Созданная система первичной обработки АМТ-данных позволяет проводить просмотр и предварительную обработку зарегистрированных длинных временных рядов компонент естественного электромагнитного поля, спектральный анализ с расчетом спектральных плотностей мощности составляющих поля, фазовых сдвигов и величин когерентности между парами компонент поля, расчет экспресс-оценок "скалярных" кривых эффективного сопротивления и фазы кажущегося импеданса, а также обеспечивает возможность проведения дальнейшей полной обработки данных измерений с получением компонент тензора импедансов. Система была успешно опробована при работах методом АМТЗ в Мурманской области и на Украине (в Донбассе) [15], при этом была показана повышенная устойчивость аппаратно-программного комплекса АМТФ при работе в условиях интенсивных промышленных помех, по сравнению с аппаратурой предыдущего поколения.

В заключение автор хотел бы выразить благодарность сотрудникам лаборатории электромагнитных методов НИИЗК СПбГУ М. И. Пертелю, П. А. Парфентьеву, В. Е. Прокофьеву, обсуждение с которыми рассматриваемых проблем оказало значительное влияние на формирование взглядов автора.

Указатель литературы

1. *Strangway D. W., Swift C. M., Holmer R. C.* The application of audio-frequency magnetotellurics (AMT) to mineral exploration // *Geophysics*. 1973. Vol. 38. N 6. P. 1159–1175.
2. *Бердичевский М. Н.* Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования. М.: Недра, 1968. 255 с.

3. Ковтун А. А. Строение коры и верхней мантии на Северо-Западе Восточно-Европейской платформы (по данным магнитотеллурических зондирований). Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. 284 с.
4. Сафонов А. С., Безрук И. А., Иогансен В. В. Углубленная обработка магнитотеллурической информации, повышение помехоустойчивости полевых наблюдений // Прикладная геофизика. М., 1988. № 119.
5. Egbert G. D., Booker J. R. Robust estimation of geomagnetic transfer functions // Geophys. J. R. Astron. Soc. 1986. Vol. 87. P. 173-194.
6. Нарский Н. В. Робастный метод обработки магнитотеллурических данных // Физика Земли. 1993. № 2. С. 24-28.
7. Sims W. E., Vostick F. X., Smith H. W. The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data // Geophysics. 1971. Vol. 36. N 5. P. 938-942.
8. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974.
9. Марпл С. Л., мл. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990.
10. Денда В. Шум как источник информации. М.: Мир, 1993.
11. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: В 2 т. М.: Мир, 1983. 312 с.
12. Jones A. G., Chave A. D., Egbert G., Auld D., Bahr K. A comparison of techniques for magnetotelluric response function estimation // J. Geophys. Res. 1989. Vol. 94. N B10. P. 14201-14213.
13. Семенов В. Ю. Обработка данных магнитотеллурического зондирования. М.: Недра, 1985. 133 с.
14. Vozoff K. The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins // Geophysics. 1972. Vol. 37. N 1. P. 98-141.
15. Федоров А. Б., Елисеев А. А., Кочеров А. Б. и др. Цифровая аппаратура для аудиомантитотеллурических методов АМТФ // Геофизическая аппаратура. Вып. 101. СПб., 1998. С. 81-92.