

вод о незначительном перерыве или отсутствии такового при образовании плутонических и гипабиссальных пород, близких по видовому составу, сходных по схеме эволюции составов от более мезократовых к более лейкократовым, что вообще свойственно гранитоидным магматическим комплексам.

С учетом приведенных фактов представляется

наиболее вероятным образование ассоциации ранних кислых даек рудного поля как производных заключительных фаз функционирования глубинных гранитоидных очагов мартайгинского времени и, следовательно, принадлежность этой ассоциации к Мартайгинскому комплексу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучеренко И.В. Малые интрузии Бериккульского рудного поля (Кузнецкий Алатау) // Известия Томского политехнического университета. – 2003. – Т. 306. – № 4. – С. 28–33.

2. Магматические горные породы. Классификация, номенклатура, петрография. Часть I / Е.Д. Андреева, В.А. Баскина, О.А. Богатиков и др. – М.: Наука, 1985. – 367 с.

УДК 550.831.05(571.1)

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СИММЕТРИЧНЫХ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В.Н. Устинова, И.Г. Устинова

Томский государственный университет
E-mail: ustanova@ggf.tsu.ru

В строении и иерархической согласованности дискретных геолого-геофизических объектов выявляется определённая закономерность и упорядоченность в их размерах. Она обнаруживается в форме структур, в их пространственном расположении и временном следовании. Повторяемость форм проявляется и достаточно легко типизируется в морфологии поверхностей и морфологических сочетаниях геофизических полей. Математическая идентификация типового облика структур эффективно выполняется с использованием автокорреляционного анализа и фильтров Винера.

Геолого-геофизические объекты на любом из изучаемых уровней организации есть система систем и могут рассматриваться как упорядоченное множество дискретных элементов [1–3]. Любая геолого-геофизическая моносистема представима как двух-, трёх- и более компонентная с эмерджентными свойствами. В вертикальном разрезе дискретность и вложенность геолого-геофизических систем обнаруживается в наличии разнопорядковых циклитов [4]. На поверхности земных оболочек она проявляется в мозаичной, но закономерно построенной совокупности геологических объектов [5]. Дискретность оболочечных объектов имеет прямоугольную симметрию [6, 7], которая осуществляется через систему ортогональных трещин; либо – квазиконцентрическую [8, 9], связанную со структурами центрального типа. Прямоугольные и концентрические блоки структурно согласованы и являются составными частями дискретно-иерархической [10] блоковой системы.

Вещественно-структурные комплексы осадочных нефтегазоносных бассейнов, формирующиеся в длительной истории геологического развития, имеют ряд устойчивых форм пространственно-морфологического проявления, в близких морфологических конфигурациях обнаруживаются в геофизических полях. Типовые морфологические сочетания в нефтяной геофизике достаточно надёжно выявляются в палеоповерхностях, строящихся по сейс-

мическим данным, картах геофизических параметров (структурные карты, карты энергий отражений и др.).

Устойчивые морфологические типы рельефа и потенциальных полей характеризуются: кольцевым; вихревым; спиральным; симметрично-сигмоидным [11] (взаимодополняемым по положительным и отрицательным формам); двух-, трёх-, четырёх-, семилучевым сочленением [5] и т.д. основных элементов морфологии.

Для выявления и истолкования аномалий центрально-зонального типа могут использоваться различные методы. Среди них, в силу наличия типических сочетаний аномальных проявлений, наиболее эффективны вероятностно-статистические методы, методы классификации и др.

В рамках эргодичной и стационарной модели анализируемого поля (будь то геофизическое поле или рельеф поверхности) важные сведения о свойствах аномалий можно получить по автокорреляционной функции (АКФ), энергетическому спектру, математическому ожиданию. Наиболее информативными для оценки свойств составляющих потенциальных полей и полей сейсмических параметров являются функция автокорреляции и энергетический спектр. Среди параметров автокорреляционной функции, характеризующих форму и поперечные размеры изучаемых объектов, выделяются дисперсия, радиус нулевой корреляции [12] и др. Радиус

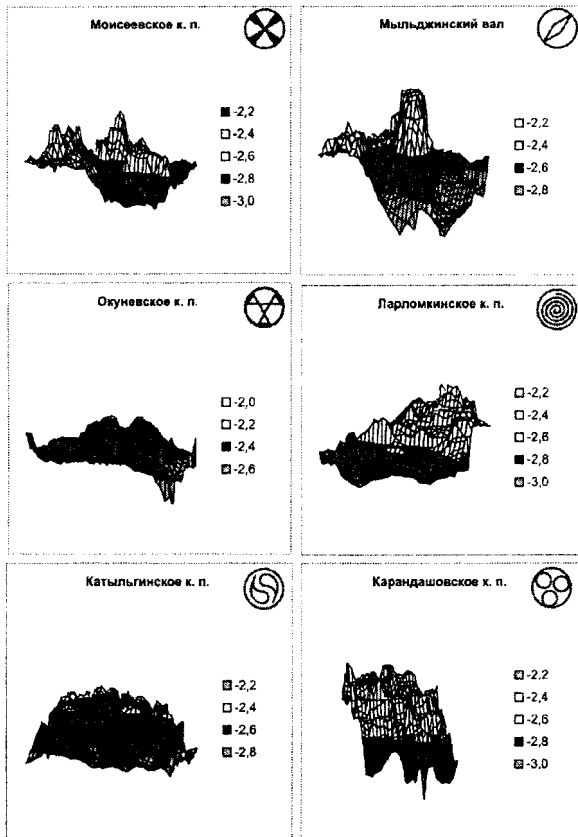


Рис. 1. Аксонометрические изображения для структур второго порядка по горизонту Π_2 юго-восточной части Западно-Сибирской плиты

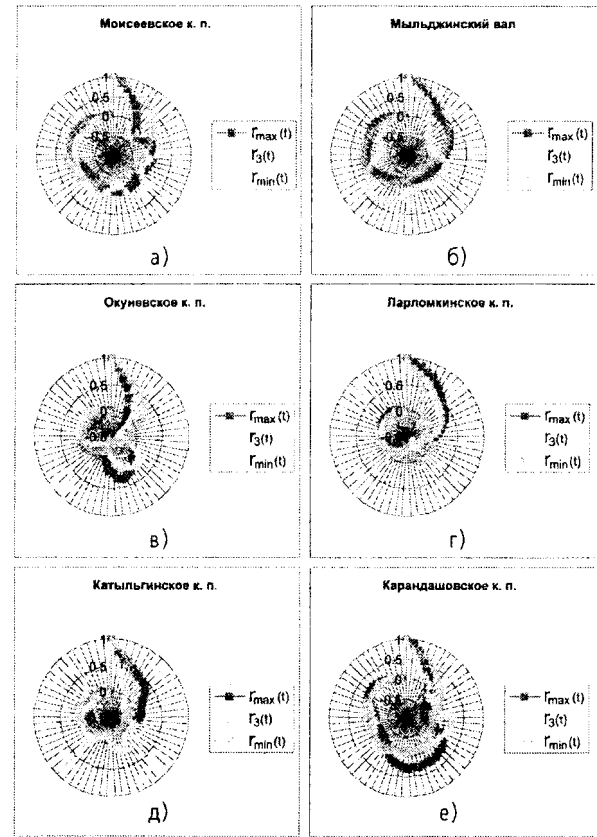


Рис. 2. Функции автокорреляции, построенные вдоль окружностей различных радиусов для структурных поверхностей верхнеюрских отложений территории исследований

нулевой корреляции даёт представление о скорости спада АКФ.

Для разнотипных геологических и геофизических объектов двумерные оценки функции автокорреляции могут служить критерием обнаружения их на структурных планах и в геофизических полях [12]. Оценка функций автокорреляции для морфологических объектов различного типа, по причине трехмерности объектов и ограниченности пространственных реализаций, представляет некоторые трудности.

Пусть $U(t)$ – стационарный случайный процесс с математическим ожиданием $M[U(t)] = \mu$, дисперсией $D[U(t)] = \sigma^2$ и функцией автокорреляции

$$R(t_j - t_i) = \frac{M[(U(t_j) - \mu)(U(t_i) - \mu)]}{\sigma^2},$$

где t – моменты измерений (либо точки измерений), а изучаемый процесс $U(t)$ наблюдается на отрезке от 0 до T . Результатами наблюдений являются величины $U'_i = U'(t_i)$, $i = 1, N$, для которых необходимо построить оценку $\hat{R}(\tau)$ функции автокорреляции $R(\tau)$ на отрезке значений $[0, T]$ аргумента τ . Так как наблюдения U' (для структурных поверхностей, геофизических полей), зачастую, являются функцией двух независимых аргументов x, y , при оценке двумерной функции автокорреляции и создании эф-

фективных расчётных схем приходится делать некоторые упрощения.

Из обобщения теоремы Биркгофа-Хинчина [13] для эргодических процессов (среднее по совокупности реализаций совпадает с математическим ожиданием и процесс имеет конечную дисперсию) следует возможность оценивания корреляционной функции по единственной реализации процесса. Вычисление функции автокорреляции по контуру геометрической фигуры (накладываемой на площадную реализацию анализируемого поля), по форме близкой к натурным объектам (окружности, спирали Архимеда, розе Гвидо Гранди и др.), позволяет несколько упростить расчётные схемы и уменьшить их влияние на результаты оценивания.

Если изучаемый процесс $U(t)$ наблюдается на отрезке от 0 до T , где $T = 2\pi r$, r – радиус окружности, вдоль которой ведутся наблюдения, окружность радиуса r можно задать параметрическими уравнениями

$$\begin{cases} x = r \cos t \\ y = r \sin t \end{cases}$$

Наблюдения U' в этом случае становятся функцией одного независимого переменного t и для оценки автокорреляционной функции можно воспользоваться известной формулой [12]

$$\hat{R}(\tau) = \frac{\frac{1}{N-\tau} \sum_{i=1}^{N-\tau} \left[U(t_i) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U(t_i) \right] \cdot \left[U(t_{i+\tau}) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U(t_i) \right]}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[U(t_i) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U(t_i) \right]^2}$$

Для типизации форм структур и аномалий потенциальных полей авторы прибегли к расчёту функций автокорреляции по функционально заданным направлениям. АКФ, вычисленные для нескольких типов палеоповерхностей (рис. 1), с использованием окружности, спирали Архимеда и роз Гвидо Гранди и др. показали эффективность такого подхода. Типичные формы рельефа являются устойчивыми морфологическими проявлениями, присутствуют в каждой структуре. Однако в рельефе (в морфологии поверхности или в геофизическом поле), зачастую, достаточно контрастно проявляется один или два преобладающих типа. Универсальность строения структур обнаруживается также в том, что типические образы имеют центрально-зональную симметрию. Симметрия имеет место, как в центральном сочетании («наложении») типовых форм, так и в их центрально-периферическом следовании. Например, в лучевых типах выявляется нарастание от центра на периферию структуры количества лучевых элементов [14].

Некоторые оценки автокорреляционных функций, рассчитанные по окружностям разных радиусов, представлены на рис. 2. Расчёты позволили выявить возможность максимального приближения автокорреляционной функции к типовой форме.

Структурные карты куполовидных поднятий (к.п.) построены в интервале глубин 2...3 км, с сечением 0,2 км, в кружках – геометрические образы типовых форм рельефа в плане палеоповерхности – в случае совпадения геометрического образа поверхности и геометрической фигуры, по которой выполняется расчёт АКФ (рис. 2, з, е). Преобладающий тип палеоповерхности наглядно проявляется в АКФ (рис. 2, а, б, в). В оценках функции автокорреляции обнаруживается центрально-периферическая изменчивость формы поднятия, с нарастанием (от свода к обрамлению) изрезанности структуры (рис. 2, а, д).

Полученные при типизации функции автокорреляции, в свою очередь, несут информацию о пространственных свойствах геофизических объектов, могут использоваться для фильтрации трёхмерных полей. Для случайного геолого-геофизического поля автокорреляционная функция согласно обратному преобразованию Фурье представима интегралом

$$R[x, y] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\lambda, \mu) e^{i(\lambda x + \mu y)} d\lambda d\mu,$$

где функция $S(\lambda, \mu)$ – спектр мощности с пространственными частотами λ, μ . Спектр мощности, в свою очередь, может быть рассчитан из исходной функции с использованием преобразования Фурье, то есть

$$S(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(x, y) e^{-i(\lambda x + \mu y)} dx dy.$$

Сделав замену переменных, $x = r \cos \varphi, y = r \sin \varphi, \lambda = \omega \cos \psi, \mu = \omega \sin \psi$, в соответствии с требованиями полярной системы координат, где r, ω и ψ, φ – радиусы, частоты и углы наклона полярных осей, получим

$$S(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} R(r) r dr \int_0^{2\pi} e^{-ir(\lambda \cos \varphi + \mu \sin \varphi)} d\varphi,$$

$$S(\lambda, \mu) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} R(r) r dr \int_{-\pi}^{\pi} e^{-ir\omega \cos(\varphi - \psi)} d\varphi.$$

Так как внутренний интеграл представляет собой $2\pi J_0(r\omega)$, где $J_0(r\omega)$ – функция Бесселя нулевого порядка, согласно преобразованию Ханкеля [15]

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} R(r) J_0(r\omega) r dr.$$

Увеличивая размерность пространства и применяя аналогичные рассуждения можно получить спектр мощности в любом заданном пространстве $R^{\bar{N}}$ [16]

$$S_{\bar{N}}(\omega) = (2\pi)^{-\frac{\bar{N}}{2}} \int_0^{\infty} J_{\frac{\bar{N}-2}{2}}(\omega\tau) \frac{\tau^{\bar{N}-1} R(\tau)}{[\omega\tau]^{\frac{\bar{N}-2}{2}}} d\tau, \quad \bar{N} \geq 1, \quad (1)$$

где J_m – функция Бесселя порядка m , $R(\tau)$ – размерность координатного пространства равнолиняющих на исследуемое поле неоднородностей.

В выражении (1), известном как преобразование Винера-Хинчина, верхний предел интегрирования бесконечный, однако, при анализе геофизических полей мы имеем дело с конечными реализациями. Для получения наилучшего приближения $S_{\bar{N}}(\omega)$ интегралом (1) в конечных пределах размер реализации L необходимо выбирать больше интервала существенных изменений подынтегральной функции. При задании величины L , $S_{\bar{N}}(\omega)$ будет определена тем точнее, чем быстрее с ростом τ убывает подынтегральная функция. Для достижения настоящего требования, с учетом вида осциллирующего характера ядер

$\frac{J_m(\omega\tau)}{(\omega\tau)^m}$, при различных \bar{N} , необходимо выполнение следующего условия [17]

$$R(\tau) \sim \frac{1}{\tau^\alpha}, \quad (2)$$

где $\alpha > 0$ при $\bar{N} = 1$, $\alpha \geq \frac{1}{2}$ при $\bar{N} = 2$, $\alpha > 1$ при $\bar{N} = 3$, т. е. для достоверности расчетов достаточно, чтобы $R(\tau)$ случайного поля большей размерности затухала быстрее. При несоблюдении условия (2) появляются отрицательные значения $S_{\bar{N}}(\omega)$, не имеющие физического смысла. Очевидно, если в

предположении о величине $\bar{N} < M$ – реальной размерности, рассчитывать $S_{\bar{N}}(\omega)$, то в этом случае $R_M(\tau)$ должна удовлетворять условию (2), и по спектру Винера может быть получена информация о пространственных свойствах объектов исследования. Отсюда следует критерий определения истинной размерности случайного поля: действительная размерность M поля равна максимальной величине в (1), при которой вычисленные значения $S_{\bar{N}}(\omega)$ еще положительны [17, 18]. Таким образом, форму объекта можно оценить по параметру M и радиусу нулевой корреляции r_0 [19].

Настоящий критерий «знака» информативен в случае, когда мы имеем дело с реализацией поля конкретной размерности, но на геофизические поля оказывают влияние объекты с различными пространственными свойствами, на практике наиболее вероятны комбинации полей U_M в пространстве R^N . Так, в АКФ проявляется преобладающая форма объекта, его латеральная и пространственно-зональная изменчивость, пространственное строение, которые могут анализироваться, в том числе, через оценки спектра.

Спектр мощности $S_K(\omega)$ является информативным параметром, характеризующим как энергетический состав поля, так и частотный. В силу наличия для типовых форм структур собственной формы функции автокорреляции, для каждой из них свойственна функция Бесселя, наилучшим образом аппроксимирующая АКФ при расчёте энергетического спектра $S_K(\omega)$.

Оценка пространственного типа структуры (геофизического поля) также может быть выполнена по критерию «максимума энергии». Максимальные амплитуды энергетического спектра должны соответствовать $J(\omega t)$, наилучшим образом аппроксимирующей АКФ конкретного типа аномального поля. Для каждой из типовых форм (рельефа, геофизического поля) получен свой индивидуальный спектр мощности, характеризующийся функцией Бесселя определённого порядка m с максимальной интенсивностью значений спектра в конкретном диапазоне пространственных частот и собственной величиной t_0 (второй нуль автокорреляционной функции).

Различие в спектрах мощностей для типовых структур геолого-геофизических полей, характеризующих морфологические особенности структур центрального типа, позволяет использовать величину энергии E , рассчитанную для соответствующей структуры поля при заданных параметрах m и частоте ω , для оценки типа геолого-геофизического объекта. Расчёт энергии можно осуществлять в скользящем окне по профилю, либо по системе радиальных профилей. По результатам расчётов оценивается полная энергия реализаций конкретных аномалий в их контуре. Для повышения точности оценок анализируемые профилейные, либо площадные реализации перед расчётом преобразуются в аномальный процесс, путём как минимум десяти-

кратного повторения реализаций.

Типизация в рамках данного подхода АКФ по профильным реализациям поля и по площади, аппроксимация ее в частотной области отрезками рядов Фурье-Бесселя позволили построить для разделения геофизических полей ряд фильтров. В общем случае отклик линейного фильтра $f(x,y)$ на исходную функцию $u(x,y)$ равен двумерной свертке [16].

Учитывая радиальную симметрию исходного поля, с помощью Фурье-Бесселя образов функции на входе $u(r)$ и передаточной характеристики фильтра $h(r)$, функция на выходе

$$f(r) = u(r) * h(r),$$

поскольку

$$u(r) \xrightarrow{\mathfrak{N}} S(\omega), \quad h(r) \xrightarrow{\mathfrak{N}} W_N(\omega),$$

$$f(r) \xrightarrow{\mathfrak{N}} \Phi(\omega),$$

$$\Phi(\omega) = W_N(\omega) \cdot S(\omega),$$

где $\omega = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, где ω_x, ω_y проекции ω на соответствующие оси координат, \mathfrak{N} – преобразование Винера-Хинчина.

Как показали исследования, оптимальные в среднеквадратическом смысле винеровские фильтры часто далеки от фильтров действительно оптимальных для подавления аддитивной помехи, а иногда могут даже ухудшить картину восстанавливаемого поля [20]. Объясняется это, во-первых, тем, что R_{nc} и R_n (АКФ полезного сигнала и помехи) не достаточны для описания статистических отличий помехи от полезного сигнала, во-вторых, среднеквадратический критерий неполно описывает действие помехи и, в-третьих, такая фильтрация основывается на непростой задаче определения R_{nc} и R_n прямо из исследуемого поля [17]. В связи с этим более надежным критерием оптимальности является максимизация отношения энергий сигнала и помехи путем эмпирического анализа их энергоёмкости во всей полосе анализируемых частот при разных гипотезах об \bar{N} .

Таким образом, учитывая оценки параметров идеальных фильтров, при гипотезе об $\bar{N} = 1$, весовая функция идеального высокочастотного фильтра

$$h(r) = 2\pi(\omega r)^{\frac{1}{2}} J_{\frac{1}{2}}(2\pi\omega r),$$

$\omega_i < \omega < \omega_j$; весовая функция двумерного фильтра, при $\bar{N} = 2$ – $h(r) = 2\pi r J_0(2\pi\omega r)$, $\omega_\xi < \omega < \omega_\eta$; весовая функция идеального низкочастотного фильтра,

$$\text{при } \bar{N} = 3 \quad - \quad h(r) = 2\pi \left(\frac{r}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}} J_{\frac{1}{2}}(2\pi\omega r) \quad [21],$$

$\omega_m < \omega < \omega_n$, где $\omega_i, \omega_j, \omega_\xi, \omega_\eta, \omega_m, \omega_n$ – полосы частот максимальной энергоёмкости полезной составляющей, i, j, ξ, η, m, n – граничные индексы интервалов частот. Для фильтрации в волновом поле конкретного объекта (согласно проведён-

ному автокорреляционному анализу) функция Бесселя может быть заменена на АКФ типового объекта. Качество выполненной фильтрации, с использованием фильтра Винера, определяется среднеквадратической погрешностью на выходе фильтра, возникающей за счёт неточного задания автокорреляционной функции; коррелируемостью поискового объекта и других составляющих геолого-геофизических объектов, геометрические образы которых в той или иной мере всегда присутствуют в изу-

чаемом поле; погрешностью оценки энергетического спектра и др. Основной трудностью при выполнении фильтрации является то, что исходные реализации имеют конечные размеры.

Так, разработанные для создания и фильтрации голографических образов алгоритмы [16–18], могут найти применение при анализе и обработке сейсмических данных, построении трёхмерных моделей сейсмогеологических полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколов Ю.Н. Цикл как основа мироздания. – Ставрополь: Ставропольское книжное издательство, 1990. – 108 с.
2. Годзевич Б.Л. Прогорешётка и цикличность // Циклы: Матер. I Междунар. конф. – Ставрополь: Изд-во Сев.-Кавк. ГТУ, 1999. – Т. 2. – С. 95–97.
3. Аплонев С.В., Лебедев Б.А. Порядок, хаос и эволюция в геологической истории Земли // Геофизика. – 2001. – № 3. – С. 56–62.
4. Выщан И.А. Введение в учение о фациях и формациях. – Томск: ТГУ, 1990. – Ч. II. – 207 с.
5. Устинова В.Н. Кольцевая зональность и циклическое строение нефтегазоносных комплексов Западной Сибири // Циклы: Матер. II Междунар. конф. – Ставрополь: Изд-во Сев.-Кавк. ГТУ, 2000. – С. 38–40.
6. Шульц С.С. Планетарная трещиноватость. – М.: Недра, 1973. – 213 с.
7. Гарбар Д.И. Регмагенез древних платформ // Общая и региональная геология, геологическое картирование. Обзор ВИЭМС. – М., 1991. – 45 с.
8. Соловьёв В.В. Структуры центрального типа территории СССР по геолого-геоморфологическим данным. – Л.: Изд-во ВСЕГЕИ, 1978. – 110 с.
9. Глуховский М.З., Павловский Е.В. Кольцевые структуры ранних стадий развития Земли. Сравнительная планетология // Доклады XXVII Междунар. геол. конгр. – М.: Изд-во Ин-та литосферы АН СССР, 1984. – Т. 18. – С. 65–74.
10. Садовский М.А., Писаренко В.Ф. Подобие в геофизике // Природа. – 1991. – № 1. – С. 13–24.
11. Кац Я.Г., Козлов В.В., Полетаев А.И. Ротационные структуры Земной коры. Обзор ВИЭМС. – М., 1990. – 41 с.
12. Гордин В.М., Михайлов В.О. Применение критерия Колмогорова-Винера при решении задач фильтрации и разделения геофизических аномалий // Известия АН СССР. Физика Земли. – 1977. – № 2. – С. 48–63.
13. Кендалл М. Дж., Стьюарт А. Многомерный статистический анализ и временные ряды. – М.: Наука, 1976. – 736 с.
14. Локтюшин А.А. Экология: Структура и морфология // Деп. в ВИНТИ 22.7.1999. № 2410-В99. – 314 с.
15. Вычислительная математика и техника в разведочной геофизике // Справочник геофизика: Под ред. В.И. Дмитриева. – М.: Недра, 1982. – 222 с.
16. Сороко Л.М. Основы когерентной оптики и голографии. – М.: Наука, 1973. – 616 с.
17. Марков Н.Г., Ширяев В.Ф. Методические рекомендации по применению принципов голографии в задачах грунтоведения // Методические рекомендации по геофизической голографии. – Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1982. – С. 83–92.
18. Защинский Л.А., Ширяев В.Ф., Устинова В.Н. Исследование принципов квазиголографической микроскопии для анализа волновых полей в динамической сейсмике // Методические рекомендации по геофизической голографии. – Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР, 1982. – С. 138–146.
19. Луговенко В.Н. Статистический анализ аномального магнитного поля. – М.: Наука, 1974. – 200 с.
20. Ярославский А.П. Введение в цифровую обработку изображений. – М.: Советское радио, 1979. – 512 с.
21. Mesko A. Digital filtering applications in geophysical exploration for oil. – Budapest: Academia Kiado, 1984. – 636 p.