

## МЕТОД РАДИАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ И РАСЧЛЕНЕНИЯ СРЕДЫ ПО СОСТАВУ ПРИ КАРОТАЖЕ СКВАЖИН НА ОСНОВЕ ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

М.А. Федорин<sup>1,2</sup>, Б.Г. Титов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Россия

Обоснованы способ измерения и параметры модели каротажного прибора, размещаемого в скважине для определения радиальных неоднородностей химического состава среды в околоскважинном пространстве с высоким пространственным разрешением. Зондирующим фактором, определяющим пространственное разрешение, является время, прошедшее от момента вылета нейтрона из прибора до момента регистрации прибором гамма-излучения от реакции неупругого рассеяния нейтрона (ГИНР) в среде. Интервал времени характеризует расстояние до точки рождения гамма-кванта, а энергия гамма-кванта, прошедшего сквозь среду без взаимодействий, определяет химический элемент, на котором произошло неупругое рассеяние.

Выполненное моделирование показало, что плотность неупругих рассеяний в каждый момент времени оказывается очень хорошо локализованной в пространстве благодаря невысокому числу актов рассеяния быстрых нейтронов: в среднем 1—2 акта. Компактная локализация актов неупругого рассеяния и является основанием для получения высокого радиального разрешения (а при необходимости — и азимутального) при зондировании среды быстрыми нейтронами и измерении нестационарных потоков ГИНР. Регистрация распределений ГИНР во времени обеспечивает также повышение глубинности зондирования, так как мощные потоки ГИНР от близлежащих областей поступают в детектор на малых временах и не перекрывают более слабые потоки ГИНР от дальних областей, так как те достигают детектора позже.

Для оценки радиальной разрешающей способности метода произведены расчеты отклика скважинного прибора в типичных моделях околоскважинного пространства, включающих саму скважину, железную колонну, цемент, зону проникновения бурового раствора и неизменную породу. В качестве величин, используемых для определения положения границ пространственных неоднородностей и состава среды между этими границами, выбраны зависимости нерассеянных спектральных линий в спектрах ГИНР от времени для элементов Ca, Si, C, O, Fe. Результаты численного моделирования указывают на высокую чувствительность измерений к радиальным границам и на достаточное пространственное разрешение: около 1 см при временной дискретизации измерений на уровне 0.1 нс. Границы переходов от одной радиальной зоны к другой четко отмечаются на временных распределениях крутыми фронтами, длительностью от 0.1 нс (при угле коллимации источника 30°) до 0.15—0.4 нс (при растворе угла 90°).

Сформулирован метод решения обратной задачи, которая состоит в определении границ радиальных зон и химического состава среды в этих зонах. Поиск решения осуществляется в рамках заранее заданной на качественном уровне модели среды, например, «скважина — колонна — цемент — зона проникновения — неизменная порода». Метод основан на поиске аппроксимирующих модельных кривых к измеренным временным распределениям нерассеянных потоков ГИНР для всех указанных элементов. Поиск ведется путем оптимизации по пространству искомым параметрам — расстояний  $\{r_s\}$  от источника нейтронов до границ зон, и концентраций  $\{C\}$  заданных химических соединений в этих зонах. Начальные приближения для искомым параметров  $\{r_s\}$  и  $\{C\}$  рассчитываются путем линейной инверсии измерений, что оказывается весьма точным, так как вклад однократно рассеянных нейтронов в плотность неупругих рассеяний на малых временах (10 нс) составляет в среднем 50—90 %.

Модельные кривые рассчитываются путем численного моделирования процессов переноса нейтронов и гамма-квантов в среде. Подходящим методом расчета является метод Монте-Карло. Так как кратность рассеяния нейтронов невысока, а для гамма-квантов интерес представляет только нерассеянная составляющая, то процесс численного моделирования происходит быстро.

Для практической реализации метода требуется привлечение наиболее современных достижений в областях конструирования нейтронных генераторов, спектрометрических детекторов гамма-излучения и быстрых анализаторов для регистрации процессов субнаносекундной длительности. Использование генераторов «меченых» нейтронов, полупроводниковых Ge-детекторов с электронным охлаждением или быстрых сцинтилловок высокого энергетического разрешения на основе сцинтилляторов LaBr<sub>3</sub>(Ce) и BaF<sub>2</sub> позволит внедрить предложенный метод в практику каротажных измерений.

*Импульсный нейтронный-гамма каротаж, спектрометрия, меченые нейтроны, томография скважин, субнаносекундные измерения, геохимический каротаж.*

# METHOD OF RADIAL SOUNDING AND ELEMENTAL ANALYSIS OF FORMATIONS DURING WELL LOGGING USING NEUTRON INELASTIC SCATTERING GAMMA TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETRY

**M.A. Fedorin** and **B.G. Titov**

This paper describes a well logging method and device designed to determine radial inhomogeneities in the elemental content of the borehole environment with high spatial resolution. The sounding factor that determines the spatial resolution is the time elapsed from the moment of neutron emission from the device to the moment the device records the gamma rays from neutron inelastic scattering (inelastic gamma rays, IGRs) in the formation. The time interval characterizes the distance to the point of origin of a gamma ray, and the energy of a gamma ray passing through the formation without interaction determines the chemical element involved in inelastic scattering.

Simulations have shown that at each time, the density of inelastic scattering is very well localized in space owing to the small number of fast-neutron scatterings: on average, one to two events. It is the compact localization of inelastic scattering events that provides high radial resolution (and, if necessary, high azimuth resolution) during fast-neutron sounding of formations and measurement of unsteady IGR fluxes. Recording of IGR distributions over time also provides increasing sounding depth because powerful IGR fluxes from nearby regions reach the detector at short times and do not overlap the weaker IGR fluxes from distant regions because the latter reach the detector later.

To evaluate the radial resolution of the method, we calculated the response of the sonde for typical models of a borehole environment which include a borehole, an iron casing, cement, an invaded zone, and an uninvaded rock. The boundaries of spatial inhomogeneities and the elemental content in the regions between these boundaries were determined from time dependences of unscattered spectral lines in IGR spectra for the elements Ca, Si, C, O, and Fe. The results of the numerical simulation indicate a high sensitivity of the measurements to the radial boundaries and an adequate spatial resolution: about 1 cm at a 0.1 ns time sampling of logs. The interfaces between the radial zones are clearly marked in the time distributions by steep fronts with a length of 0.1 ns (at a collimation angle of the source of about 30°) to 0.15–0.4 ns (at an angle of 90°).

A method of solution was formulated for the inverse problem consisting of determining the boundaries of the radial zones and the elemental content in these zones. The problem is solved using a qualitative model of the borehole environment, for example, a “borehole–casing–cement–invaded zone–uninvaded rock” model. The method is based on searching for approximating model curves to measured time distributions of unscattered IGR fluxes jointly for all components of the model. The search is conducted by spatial optimization of the sought parameters — the distances  $\{r_s\}$  from the neutron source to the boundaries of the zones and the concentrations  $\{C\}$  of specified chemical compounds in these zones. The initial approximations for the sought parameters  $\{r_s\}$  and  $\{C\}$  are calculated by linear inversion of logs, which proves to be very accurate because the contribution of singly scattered neutrons to the inelastic scattering density at small times (10 ns) is, on average, 50–90%.

Model curves are calculated by numerical simulation of the transport of neutrons and gamma rays. An appropriate calculation method is the Monte Carlo technique. Since the multiplicity of neutron scattering is low and, for gamma rays, only the unscattered component is of interest, the numerical simulation is a fast process.

The practical implementation of the method requires the use of advanced developments in the design of neutron generators, spectral gamma-ray detectors, and fast analyzers for recording subnanosecond processes. Use of associated-particle neutron generators, Ge semiconductor detectors with electron cooling or LaBr<sub>3</sub> (Ce) and BaF<sub>2</sub> based fast scintillator blocks of high energy resolution will allow the application of the proposed method to logging measurements.

*Pulsed neutron-gamma log, spectrometry, associated-particle neutrons, borehole tomography, subnanosecond measurements, geochemical logs*

---

## ВВЕДЕНИЕ

Методы ядерно-геофизического каротажа традиционно являются мощным инструментом для изучения геологической среды, пересеченной скважиной. Особую роль играет блок «активных» методов, использующих источники нейтронов, расположенные внутри скважинного прибора. В этом блоке отдельно позиционируются методы на основе нестационарных управляемых источников нейтронов [Запорожец, Темкин, 1957; Филиппов, 1962; Мейер и др., 1988].

Применение нестационарных генераторов нейтронов дает более богатую информацию о процессах, происходящих в среде, а тем самым и о ней самой. Так, комбинация мгновенных измерений и измерений с временной задержкой после импульса нейтронов позволяет разделять измерения на спектры гамма-излучения радиационного захвата (ГИРЗ) и гамма-излучения неупругого рассеяния (ГИНР), что расширяет перечень элементов, определяемых по спектрометрическим данным (см., например, [Hertzog, 1980; Roscoe, 1992; Mickael et al., 1999; Gilchrist et al., 1999; Pempfer, 2006]). Измерение же «скорости спада» нейтронных полей и ГИРЗ используется для определения сечений поглощения и количества эффективных поглотителей нейтронов в среде [Grau et al., 1985; Mills et al., 1989; Flanagan et al., 1991], а также [Филиппов, 1962; Ellis, Singer, 2008; и др.]. Отдельную сложность при каротаже представляет

радиальная неоднородность прискважинной среды. Сильно влияет на результаты измерений ближняя зона: скважина, глинистая корка, обсадка, цемент и т.д. Для ее учета или компенсации в ядерных методах обычно применяют «многодетекторные» модификации, но также используют и нестационарные характеристики полей излучения путем введения задержки времени при измерении ГИРЗ (относительно импульса нейтронов в источнике), или путем регистрации разницы «скоростей спада» нейтронных полей и ГИРЗ в скважине и в пласте [Grau et al., 1985; Mills et al., 1989; Flanagan et al., 1991; Филиппов, 1962; и др.].

Попытки реализовать детальное расчленение разреза в радиальном направлении по ГИРЗ не принимались, да и оказались бы малоэффективными по следующим причинам:

— плотность актов захвата медленных нейтронов в произвольный момент времени оказывается очень плохо локализованной в пространстве из-за «размазывания» облака нейтронов при диффузии;

— при этом на очень малых временах, когда размер облака тепловых нейтронов еще относительно невелик, количество таких нейтронов оказывается мало, ГИРЗ — слабое и «маскируется» за счет наложения на него излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов (ГИНР), так как генератор нейтронов в это время еще работает. Это не позволяет уверенно идентифицировать большинство элементов в спектрах ГИРЗ. Ситуация усугубляется и недостаточным энергетическим разрешением гамма-детекторов (что приводит к неразличимости пиков разных элементов в гамма-спектрах); малой крутизной фронтов нейтронного импульса источника (что не позволяет уверенно фиксировать момент включения/выключения источника); недостаточным быстродействием управляющей и измерительной электроники.

Идея использования нестационарной эволюции спектров ГИНР для получения высокого радиального разрешения при зондировании околоскважинного пространства нейтронами в прошлом, по-видимому, не реализовывалась и не была обоснована ни экспериментами, ни моделированием.

В технике ядерно-физического эксперимента в последнее время появились разработки нейтронных генераторов нового типа, в которых для получения нейтронов традиционно используется ядерная реакция,  ${}^2_1H + {}^3_1H = {}^4_2\alpha + n$ , но при этом дополнительно регистрируются направление и момент вылета  $\alpha$ -частицы. Такие генераторы называют генераторами меченых нейтронов (ГМН) [Боголюбов и др., 2004а,б; Быстрицкий и др., 2004]. Параметры  $\alpha$ -частицы по законам движения связаны с направлением и моментом вылета самого нейтрона, что дает возможность отслеживать начальный этап траектории нейтрона в среде — определять направление его движения, а также оценивать удаление от источника до места взаимодействия с атомами среды посредством регистрации возникающего при взаимодействии гамма-излучения.

ГМН используются в ряде лабораторных измерителей и в первую очередь в аппаратуре обнаружения и идентификации опасных веществ в закрытых контейнерах [Rhodes et al., 1992; Кузнецов и др., 2004; Быстрицкий и др., 2004]. ГМН и «быстрая электроника» были впервые использованы и в скважинном измерителе, построенном в целом по классической схеме (реализована задержка измерения по времени относительно момента вылета нейтрона — для уменьшения влияния скважины), а в качестве достоинств прибора была отмечена несколько более уверенная дифференциация тонких вертикальных слоев по спектрам ГИНР [Qu Xiancai, 2003; Qu Xiancai, 2004]. «Повышение точности измерений» анонсировано и в патенте [Хаматдинов и др., 2004], где изложено соображение о возможности радиального зондирования околоскважинного пространства и на качественном уровне показано отличие спектров ГИНР, промоделированных для пород с порами разного насыщения (нефть и вода).

В настоящей работе предлагается и обосновывается новый метод скважинных измерений на основе ГМН с использованием временной спектрометрии ГИНР, который позволит проводить детальное радиальное расчленение разреза околоскважинного пространства по химическому составу. Целью метода является получение информации о составе среды в скважине, о качестве обсадки, о толщине и составе глинистой корки, о размере зоны проникновения скважинного флюида и о происходящих в ней изменениях химического состава, а также о составе неизменной породы в дальней зоне от скважины. Данная работа проводилась нами в Институте нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН с 2006 г.

## СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЙ

Для обнаружения радиальных изменений в химическом составе среды, окружающей скважинный каротажный прибор, предлагается измерять распределения во времени потоков ГИНР из среды, относительно момента рождения нейтрона в генераторе, с субнаносекундной детализацией. Быстрые нейтроны рождаются в управляемом нейтронном источнике, где с точностью до долей наносекунды контролируются момент и направление вылета нейтрона, путем отслеживания момента и направления вылета сопутствующей альфа-частицы [Боголюбов и др., 2004а,б; Быстрицкий и др., 2004]. Особенности аппаратуры обсуждаются в Приложении.

Быстрые нейтроны попадают в среду и вступают в ядерные реакции с ее атомами, среди этих реакций — неупругое рассеяние, в результате которого ядра атомов излучают гамма-кванты (ГИНР) с ха-

характеристической для каждого элемента энергией. Часть этих гамма-квантов с некоторой вероятностью способна, не претерпев ни единого соударения в среде, попасть в детектор гамма-частиц скважинного прибора. Время прилета гамма-кванта в детектор относительно момента рождения нейтрона характеризует удаление до точки его рождения в среде, а энергия гамма-кванта определяет химический элемент, на котором произошло неупругое рассеяние.

Использование информации о направлении вылета нейтрона позволяет определять радиальное и азимутальное положение химических неоднородностей при скважинного пространства. Зондирующим фактором, определяющим пространственное разрешение, является время, прошедшее после вылета нейтрона из мишени генератора нейтронов.

Количественные оценки расстояния осложнены многократными рассеяниями.

Благодаря невысокому числу актов рассеяния быстрых нейтронов, приводящих к потере ими энергии ниже порога неупругих рассеяний, плотность неупругих рассеяний в каждый момент времени оказывается очень хорошо локализованной в пространстве, в отличие, например, от «размазанной» при диффузии плотности захватов медленных нейтронов в произвольный момент времени. Факт компактной локализации актов неупругого рассеяния и является основанием для получения высокого радиального разрешения при зондировании среды быстрыми нейтронами с измерением нестационарных потоков ГИНР. Использование нестационарных свойств ГИНР обеспечивает также и увеличение глубинности зондирования, так как слабые потоки ГИНР от дальних областей поступают в детектор на больших временах и не маскируются мощными потоками из близлежащих точек.

Знание направления вылета нейтрона и ориентировки скважинного прибора в пространстве в принципе позволяет также, наряду с радиальным, определять и азимутальное распределение неоднородностей, т.е. проводить 3D нейтронно-гамма томографию скважин.

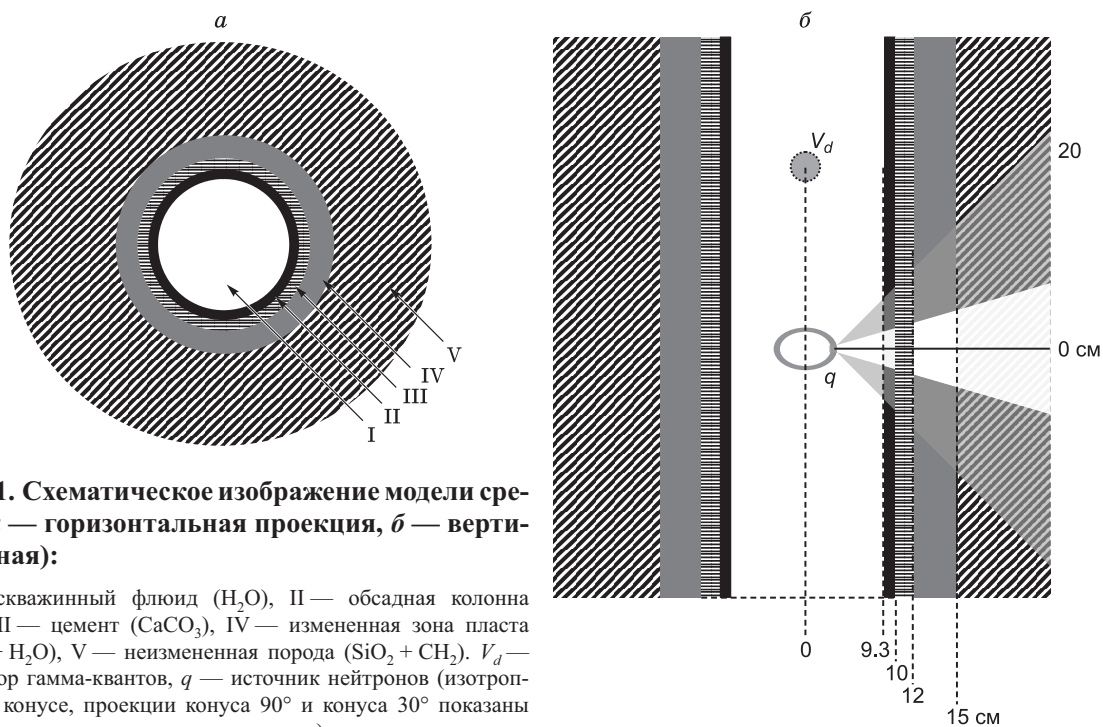
### ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Для оценки возможностей предлагаемого метода и параметров прибора на его основе были проведены численные расчеты в моделях сред, близких к реальным скважинным и геологическим условиям. Наиболее типичные и интересные результаты представлены ниже.

На рис. 1 показана модель среды, использованная в приводимых далее расчетах. Она состоит из пяти цилиндрических слоев: скважина, заполненная жидкостью (I), обсадная (железная) колонна (II), цемент (III), зона проникновения бурового раствора (IV), неизменная порода (V).

Химический состав слоев модели среды дан в подписи к рис. 1.

В качестве величин, используемых для определения положения границ пространственных неоднородностей и состава среды между этими границами, выбраны зависимости изменения нерассеянных



**Рис. 1. Схематическое изображение модели среды (а — горизонтальная проекция, б — вертикальная):**

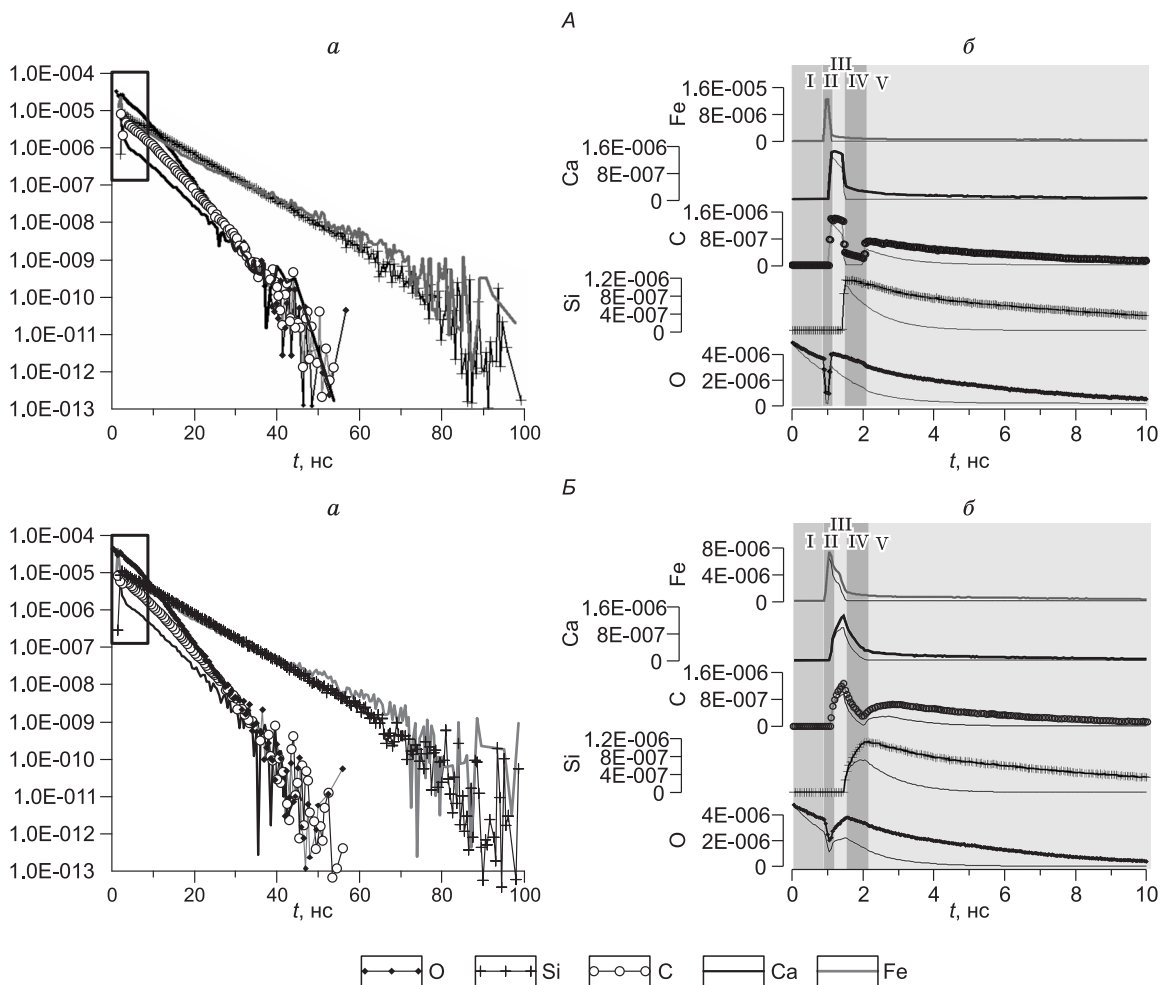
I — скважинный флюид ( $H_2O$ ), II — обсадная колонна (Fe), III — цемент ( $CaCO_3$ ), IV — измененная зона пласта ( $SiO_2 + H_2O$ ), V — неизменная порода ( $SiO_2 + CH_2$ ).  $V_d$  — детектор гамма-квантов,  $q$  — источник нейтронов (изотропный в конусе, проекции конуса  $90^\circ$  и конуса  $30^\circ$  показаны светлыми полями в виде треугольников).

спектральных компонент потоков ГИНР во времени для элементов Ca, Si, C, O, Fe. Рассчитанные временные спектры ГИНР показаны на рис. 2.

Для численного моделирования этих величин использован метод Монте-Карло. Рассчитывались поля быстрых нейтронов: моделировались процессы упругого и неупругого рассеяния нейтронов [Хисамутдинов и др., 1985; Хисамутдинов и др., 2008; Khisamutdinov, Phedorin, 2009] с энергией в источнике  $E_0 = 14.1$  МэВ, до потери энергии ниже порога неупругих рассеяний  $E_{\min} \sim 0.1$  МэВ или до поглощения. В случае неупругого рассеяния вычислялась вероятность попадания кванта ГИНР в детектор без взаимодействия со средой. Для моделирования показаний в детекторе были введены следующие функционалы:

$$I_i = \frac{1}{V_0 - V_{\min}} \iiint_{(R^3)} dr \iint_{(4\pi)} d\Omega \int_{V_{\min}}^{V_0} dV \int_{\Delta t} \Phi(r, \Omega, V; t) \cdot \Sigma_i^{ie}(r, V) \cdot dt \times \\ \times P(E_i^\gamma) \cdot \varepsilon(E_i^\gamma) \cdot \iiint_{r_d \in \partial G_d} p(r_d) \cdot \exp(-\tau(E_i^\gamma; r, r_d)) dr_d, \quad (1)$$

где  $\Phi(r, \Omega, V; t)$  — нестационарная плотность потока нейтронов, которая подчиняется уравнению переноса в фазовом пространстве координат  $r \in R^3$ , направлений  $\Omega \in (\Omega_1)$  и скоростей  $V \in (0; \infty)$ ;  $V = \sqrt{2E^n / m_n}$  ( $E^n$  — энергия нейтрона,  $m_n$  — его масса);  $(\Omega_1)$  — множество всех единичных векторов в



**Рис. 2. Результаты моделирования временных спектров нерассеянных потоков ГИНР от Ca, Si, C, O, Fe в модели среды, показанной на рис. 1 (римские цифры соответствуют областям, показанным на рис. 1, а). Расчеты проведены для угла коллимации нейтронов источника  $30^\circ$  (А) и  $90^\circ$  (Б).**

По оси ординат — функционал (1), нормированный на один нейтрон источника.

а — панорама временных распределений ГИНР для времен 0—100 нс, б — детализованные распределения ГИНР для времен 0—10 нс (тонкая линия — с учетом только однократного рассеяния нейтронов в среде).

пространстве  $R^3$ ,  $|\Omega| = 1$ ;  $t \in [0; \infty)$  — время;  $\Sigma_i^{ie}(r, V)$  — макроскопическое сечение неупругого рассеяния нейтронов на элементе  $i$ ,  $i = 1, \dots, N$ ;  $V_0$  — максимальная скорость нейтронов источника;  $V_{\min}$  — скорость нейтронов, ниже которой не происходят неупругие рассеяния нейтронов на рассматриваемых элементах;  $P(E_i^\gamma)$  — вероятность излучения гамма-кванта с энергией  $E_i^\gamma$  при неупругом рассеянии нейтрона на элементе  $i$ ;  $\epsilon(\cdot)$  — эффективность регистрации гамма-кванта с энергией  $E_i^\gamma$  детектором, размещенным в скважине;  $r_d$  — координаты точек на поверхности  $\partial G_d$  этого детектора;  $p(r_d) \equiv p(r_d | r)$  — плотность вероятности излучения гамма-кванта по направлению на точку детектора  $r_d$  при неупругом рассеянии нейтрона в точке  $r$ ;  $\tau(E_i^\gamma; r, r_d)$  — оптическая толщина среды (для гамма-излучения) между точкой возникновения ГИНР  $r$  и точкой на детекторе  $r_d$ .

Источник нейтронов — моноэнергетический (14.1 МэВ), изотропный внутри конуса с углом раствора  $30^\circ$  или  $90^\circ$  (его боковое сечение в вертикальной плоскости схематически показано светлым «затенением» на рис. 1).

Детектор гамма-квантов: материал Ge, сферической формы с радиусом 2 см, центр расположен на удалении 20 см от нейтронного источника. Зависимость эффективности детектора  $\epsilon(\cdot)$  от энергии была рассчитана отдельно.

Чтобы не вносить излишнюю неопределенность, связанную с различиями в библиотеках ядерных констант, в расчетах все вероятности  $P(E_i^\gamma)$ , входящие сомножителями в вычисляемые функционалы, были взяты равными единице.

Забегая вперед, отметим, что среднее число любых рассеяний нейтронов в такой модели среды составило 4.47, а неупругих рассеяний — 0.65. Этот результат важен для оценки скорости вычислений: вследствие невысокой кратности рассеяния, моделирование оказывается быстрым. Для достижения относительной погрешности расчета 3 % для всех пяти функционалов на временах 0—10 нс требовалось около 1 мин расчетного времени на машине Celeron-700.

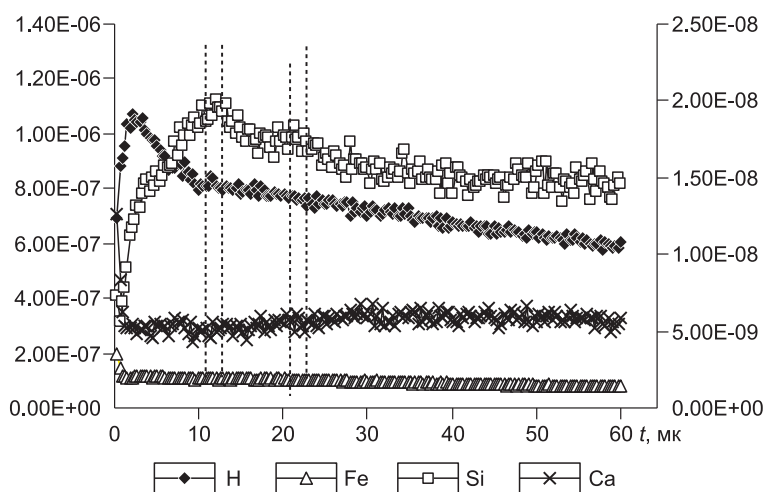
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**Анализ отклика на изменение состава среды.** Результаты численного моделирования измеряемых детектором распределений во времени нерассеянных потоков ГИНР от O, Si, C, Ca, Fe для модели среды, приведенной на рис. 1, показаны на рис. 2. Приход «фронта» нейтронного пучка из источника на границу слоев, контрастных по концентрации какого-либо элемента, сопровождается резким градиентом в измеряемом распределении. Так, когда нерассеянные нейтроны из источника достигают обсадной трубы, состоящей из Fe (слой II на рис. 1), резко возрастает ГИНР от Fe и понижается поток ГИНР от O в детекторе — на временах около 1 нс (см. рис. 2, А,б; 2, Б,б). Аналогичные изменения происходят при достижении зоны III, состоящей из  $\text{CaCO}_3$  (при этом растет ГИНР от C, Ca, спадает — от Fe на временах около 1.5 нс); при достижении зоны IV, сложенной из  $\text{SiO}_2 + \text{H}_2\text{O}$  (рост ГИНР от Si, спад — Ca, C на временах около 2 нс) и т.д.

Результаты моделирования указывают на высокую чувствительность измерений к радиальным границам и на достаточное пространственное (радиальное) разрешение, около 1 см при временной дискретизации измерений на уровне 0.1 нс (см. рис. 2, А,б). Наиболее уверенно слои выделяются при зондировании с использованием узкоколлимированного источника нейтронов. При угле коллимации  $30^\circ$  (см. рис. 2, А) передний и задний фронты сигналов, соответствующие влету нейтронов в радиальный слой и вылету из него, соответственно, являются достаточно крутыми, тогда как при угле коллимации  $90^\circ$  (см. рис. 2, Б) — фронты более протяженные, особенно задний, что даже не позволяет по нему «отбивать» дальнюю границу слоя. Причиной этого является геометрическое увеличение пути, проходимого нейтронами внутри слоя на величину, сопоставимую с толщиной самого слоя (это видно на вертикальной проекции на рис. 1, при сопоставлении затененных конусов источника  $90^\circ$  и  $30^\circ$ ).

Высокое пространственное разрешение измерений обусловлено низкой кратностью рассеяний нейтронов до потери энергии ниже порогов неупругого рассеяния. При среднем числе актов неупругого рассеяния 0.6—0.9 и среднем числе актов всех рассеяний в быстрой области — от 2 до 6, наибольший вклад в детектор дают неупругие рассеяния кратности 1 (см. рис. 2, А,б; 2, Б,б) и 2.

Для сравнения, среднее число рассеяний нейтронов до поглощения (т.е. до излучения ГИРЗ в области тепловых энергий) в той же модели среды составило 50—60 актов, т.е. в 10 раз больше. Соответствующие нестационарные распределения ГИРЗ в детекторе показаны на рис. 3 (распределения также получены моделированием Монте-Карло для той же модели среды, показанной на рис. 1; вероятности излучения квантов при радиационном захвате на элементах также брались равными единице). Видно, что по этим распределениям практически невозможно четко идентифицировать границы радиальных слоев. Сигналы от тонких слоев Fe и  $\text{CaCO}_3$  (Ca) приходят практически одновременно в интервале от нуля до первых микросекунд. Сигнал от протяженной зоны  $\text{H}_2\text{O}$  приходит позже — в интервале 1—



**Рис. 3. Результаты моделирования временных спектров нерассеянных потоков ГИРЗ от H, Ca, Si, Fe в модели среды, показанной на рис. 1.**

Угол коллимации нейтронов источника  $30^\circ$ .  
Ось абсцисс — время (мкс); оси ординат — функционалы типа (1) от потоков ГИРЗ, нормированных на один нейтрон источника: левая ось — от H и Fe, правая — от Si и Ca.

10 мкс, несмотря на то, что она ближе к источнику. Выделение же границы между слоями породы/скважины (по Si) очень неоднозначное. Это связано с тем, что плотность захвата нейтронов, ставших тепловыми при многократных рассеяниях, оказывается очень плохо локализованной в пространстве.

**Метод решения обратной задачи.** Изложим метод решения обратной задачи, которая состоит в определении границ радиальных зон и химического состава среды в этих зонах. В предлагаемом методе поиск решения осуществляется в рамках заранее заданной на качественном уровне модели среды (например, приведенной на рис. 1), с указанием числа зон/границ и ограниченного перечня химических соединений в них. Метод подобен решению обратных задач для электромагнитных зондирований и основан на подборе модельных кривых  $I_i(t_k)$  (для химических элементов  $i = 1, \dots, N$  в дискретные моменты/интервалы времени  $t_k$ ), аппроксимирующих измеренные временные распределения нерассеянных потоков ГИРЗ  $I_i^{\text{exp}}(t_k)$  для всех элементов совместно. Поиск ведется путем оптимизации по пространству искомых параметров:  $\{r_S\} = (r_1 \dots r_S)$  — радиальных расстояний от источника нейтронов до границ зон и  $\{C_S\} \equiv \bar{C} = (C_1 \dots C_S)$  — концентраций (объемных долей) заданных химических элементов в этих зонах,

$$\min_{\{r_S\}, \{C_S\}} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^K [I_i^{\text{exp}}(t_k) - I_i(t_k)]^2.$$

Все параметры  $\{r_S\}$  и  $\{C_S\}$  имеют ограниченные диапазоны изменения, связанные с технологиями бурения и эксплуатации скважин и с минералого-геохимическими ограничениями и связями. Помимо ограничений, полезно рассматривать случай, когда концентрации элементов удовлетворяют [Хисамутдинов, Минбаев, 1995; Хисамутдинов, Федорин, 2003; Хисамутдинов и др., 2008; Khisamutdinov, Phedotin, 2009; Хисамутдинов, 2009] уравнениям минералогической модели среды, таким как

$$\sum_{j=1}^J \alpha_j = 1, \quad H\bar{\alpha} = \bar{C}.$$

Здесь  $\bar{\alpha} = \{\alpha_j\}$  — вектор объемных долей минералов (химических соединений) в модели среды,  $j = 1, \dots, J$  — число этих соединений, матрица  $H$  и вектор  $C$  формализуют линейные связи между концентрациями элементов и минералов (химических соединений).

Учет «минералогических» уравнений среды накладывает дополнительные ограничения на концентрации и перечень элементов для недопущения геохимически необоснованных решений.

Начальные приближения для искомых параметров  $\{r_S\}$  и  $\{C_S\}$  рассчитываются путем линейной инверсии измерений. Для этого вводится упрощенная линейная модель функционала (1), которая предполагает, что ГИРЗ возникает при однократном неупругом рассеянии нейтронов, вылетевших из источника в заданном направлении, совпадающем с высотой ( $q=0$ ) конуса (см. рис. 1). (Усложнение модели позволяет учитывать вылет нейтронов в конус.) Это приближение дает возможность удовлетворительно оценить искомые параметры, так как вклад однократно рассеянных нейтронов в плотность неупругих рассеяний составляет в среднем 50—90 % (и особенно высок на малых временах). Это видно и из рис. 2, А, где на каждом графике приведены распределения  $I_i(t_k)$  в приближении однократного рассеяния, и с учетом многократных упругих и неупругих рассеяний. Распределения подобны друг другу.

Простейшую линейную модель измерений сформулируем следующим образом:

$$\begin{aligned} t|_s = r_s / V_0, \quad s = 1 \dots S \\ \Delta t_k \sum_{k: t_k=t_s}^{k: t_k=t_{s+1}} I_i(t_k) = Q_0 \times \exp \left\{ - \sum_{ss=1}^{s-1} \Sigma(r_{ss}, V_0) \cdot r_{ss} \right\} \times \Sigma_i^{ie}(r_s, V_0) \cdot [r_{s+1} - r_s] \cdot \frac{P_i}{4\pi} \times \\ \times \exp \left\{ - \sum_{ss=1}^{s-1} \Sigma^\gamma(r_{ss}, E_i^\gamma) \cdot \sqrt{r_{ss}^2 + L^2} \right\} \times \varepsilon(E_i^\gamma). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $t|_s$  — моменты времени, по которым отмечается приход нейтронов в зону  $s$  (на радиальное расстояние  $r_s$ );  $\Delta t_k$  — интервал дискретизации времени измерения;  $\Sigma(r_{ss}, V_0)$  — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов источника с веществом в зоне, ограниченной координатами  $[r_{ss-1}, r_{ss}]$ ;  $r_{ss=0} = 0$ ;  $\Sigma^\gamma(r_{ss}, E_i^\gamma)$  — полное сечение для гамма-квантов в той же зоне;  $Q_0$  — активность источника нейтронов;  $L$  — расстояние от источника до детектора;  $\varepsilon(E_i^\gamma)$  — эффективность регистрации детектором гамма-квантов с энергией  $E_i^\gamma$ . Отметим, что искомые концентрации  $C_i$  входят в выражение (2) в составе макроскопического сечения неупругого рассеяния в виде  $\Sigma_i^{ie}(r_{ss+1}, V_0) = C_i \cdot \sigma_i^{ie}(V_0)$ , где  $i = 1 \dots N$ ,  $\sigma_i^{ie}(V_0)$  — микроскопическое сечение неупругого рассеяния на ядре элемента  $i$ .

Первое уравнение в (2) позволяет оценивать радиальную координату  $r_s$  ближней границы зоны  $s$ , установив момент времени  $t_k = t|_s$ , при котором происходит статистически значимое изменение измеряемой величины  $I_i$ . Второе уравнение служит для оценки концентрации элемента  $i$  в зоне  $s$  через суммирование (интеграл) по времени измеренных сигналов  $I_i(t_k)$  от всей радиальной протяженности зоны  $s$ . Для решения второго уравнения в самой дальней зоне  $S$ , в (2) требуется задать некоторую условную внешнюю границу  $r_{S+1}$ , которой реально не существует. Ее величина выбирается произвольно,  $r_{S+1} > r_S$  на величину, обычно сопоставимую со средней длиной свободного пробега нейтронов в среде.

В случае, если поток источника нейтронов слабоколлимирован (угол при вершине конуса  $> \pi/4$ ), то необходимо учитывать движение нейтронов под углом к плоскости основания цилиндрической системы, т.е. суммировать выражения в правой части второго уравнения в (2) с учетом отклонения от строго радиального направления на различные углы.

### ТРЕБОВАНИЯ К АППАРАТУРЕ

Для практической реализации метода требуется привлечение наиболее современных достижений в областях конструирования нейтронных генераторов, спектрометрических детекторов гамма-излучения и быстрых анализаторов для регистрации процессов субнаносекундной длительности. Использование генераторов «меченых» нейтронов, полупроводниковых Ge-детекторов с электронным охлаждением или быстрых сцинтилловок высокого энергетического разрешения на основе сцинтилляторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  и  $\text{BaF}_2$  позволит внедрить предложенный метод в практику каротажных измерений. Требуемые для интерпретации распределения потоков ГИНР во времени должны быть измерены с разрешением около 0.1 нс, используемые спектрометрические АЦП должны удовлетворять этому требованию.

### ВЫВОДЫ

Предложен принцип каротажного импульсного субнаносекундного нейтронного-гамма прибора, измеряющего распределения во времени потоков нерассеянного гамма-излучения после неупругих взаимодействий нейтронов с атомами среды. Момент времени вылета каждого нейтрона фиксируется в генераторе по рождению сопутствующей альфа-частицы. Численное моделирование результатов измерений показало высокую чувствительность нестационарных нерассеянных потоков ГИНР к радиальным границам в модели «скважина—железная колонна—цемент—зона проникновения бурового раствора—неизменная порода». Спектрометрические измерения позволяют оценивать химический состав всех радиальных слоев. Теоретические соображения и расчеты предсказывают также большую по сравнению с другими ядерными методами чувствительность предлагаемого метода к радиально удаленным областям, так как сигналы от них могут быть разделены во времени. Показано, что основным фактором, определяющим высокую пространственную селективность измерений, является низкая кратность рассеяния быстрых нейтронов.

Метод принципиально позволяет также изучать азимутальное распределение неоднородностей, т.е. проводить 3D томографию скважин.

Данная работа выполнена в рамках базовых проектов СО РАН «Интерпретационная база комплекса геофизических исследований флюидонасыщенных коллекторов» в 2006—2009 гг.



## ПРИЛОЖЕНИЕ ТРЕБОВАНИЯ К АППАРАТУРЕ

**Генераторы нейтронов.** Способ отслеживания момента времени и направления вылета нейтрона, именуемый как метод меченых нейтронов (ММН), а в англоязычной литературе как Associated Particle Imaging (API) или Associated-Particle Sealed-Tube Neutron Generator (APSTNG) [Rhodes et al., 1992], основан на особенностях кинематики ядерной реакции  ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} = {}^4_2\alpha + n$ , в которой оба продукта реакции — альфа-частица и нейтрон — разлетаются в противоположном направлении относительно друг друга. Угол разлета равен  $180^\circ$ . Альфа-частица имеет энергию  $E_\alpha = 3.5$  МэВ и скорость полета  $\sim 1.3$  см/нс, а нейтрон энергию  $E_n = 14.1$  МэВ и скорость полета  $\sim 5.2$  см/нс. На пути альфа-частицы устанавливается (многоэлементный) детектор размером  $D \times D$ , и альфа-частица, пролетев расстояние  $R_d$  от точки рождения до плоскости детектора, попадает в него и регистрируется. С этого момента известно, что в противоположном направлении от точки рождения в границах конуса с углом  $\varphi = \arctg\left(\frac{D}{2R_d}\right)$  летит нейтрон, родившийся одновременно с альфа-частицей. Нейтроны вне этого конуса ожидать нет смысла.

Однако эти оценки показывают, что момент регистрации альфа-частицы несколько запаздывает относительно момента вылета нейтрона, а гамма-квант, рожденный при взаимодействии нейтрона с атомом среды, может прилететь в детектор раньше, чем будет зарегистрирована альфа-частица, рожденная одновременно с этим нейтроном. В результате на малых временах возникает «мертвая зона». Для устранения «мертвой зоны» требуется регистрировать (и запоминать) гамма-излучение непрерывно во времени, после чего проводить обработку — селекцию только тех гамма-квантов, которые являются следствием неупругого рассеяния нейтронов в среде.

Следует отметить, что даже при относительно высоких нейтронных потоках, на уровне  $10^8$  нейтронов в секунду, характерных для современных генераторов нейтронов, средний интервал времени между вылетающими из источника нейтронами составляет 10 нс, что позволяет отслеживать ГИНР от каждого из нейтронов, рассеянных в радиусе 50 см от центра скважины (см. рис. 2). Так как вероятность того, что квант ГИНР вернется в скважину и будет зарегистрирован детектором, существенно меньше единицы, то допустимо использовать генераторы и с более высокими потоками «меченых» нейтронов, работающие в непрерывном режиме. Другой вариант, не позволяющий, впрочем, определить направление вылета нейтрона, предполагает генерирование кратковременных импульсных потоков нейтронов длительностью менее 0.6 нс.

**Быстрые временные анализаторы.** Распределения потоков ГИНР во времени должны быть измерены непрерывно и с высоким разрешением — 0.1 нс (см. рис. 2), этому требованию должны удовлетворять используемые спектрометрические АЦП (аналого-цифровые преобразователи). Менее жесткие требования к АЦП можно получить путем увеличения расстояния от источника нейтронов до границ сред, например, путем уменьшения угла между высотой конуса источника нейтронов и осью скважины.

**Детекторы гамма-квантов.** Для того чтобы определить координаты точки, где произошло неупругое рассеяние нейтрона, и элемент-рассеиватель требуется регистрация гамма-квантов ГИНР, не испытавших ни одного взаимодействия со средой («нерассеянного» ГИНР). Для этого необходимо использовать в приборе детекторы гамма-излучения, обладающих следующими характеристиками:

- 1) малое время формирования сигнала при регистрации гамма-кванта (1 нс и менее);
- 2) высокое энергетическое разрешение ( $\Delta E/E < 2-5\%$ ), необходимое для уверенной идентификации каждого элемента в сложных многоэлементных энергетических спектрах;
- 3) достаточную эффективность регистрации высокоэнергетических гамма-квантов (1—9 МэВ);
- 4) достаточно высокий атомный номер вещества детектора — для увеличения полезного «фотопика» и уменьшения числа аппаратных «пиков вылета» в спектрах.

Упомянутым требованиям удовлетворяют полупроводниковые Ge-детекторы с электронным охлаждением или «быстрые» сцинтиллы высокого энергетического разрешения на основе сцинтилляторов ( $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ,  $\text{BaF}_2$ ).

В итоге работы аппаратуры при появлении импульса от альфа-частицы со встроенного в генератор альфа-детектора микропроцессор определяет наличие импульса от детектора гамма-квантов. Определяется амплитуда и время прихода импульса относительно момента рождения нейтрона в заранее заданном интервале. Селектируются только те импульсы от гамма-квантов, совпадающие с энергиями нерассеянного гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на элементах Ca, Si, C, O, Fe (а в некоторых случаях и другие элементы, например, Mg, Al, Ti, S).

Формируются временные распределения потоков ГИНР от элементов. Рассчитываются координаты границ цилиндрических зон, окружающих скважину, и концентрации в них элементов Ca, Si, C, O, Fe, Mg, Al, Ti и S путем подбора параметров заранее заданной модели околоскважинного пространства, до наилучшего совпадения с результатами измеренных временных распределений.

## ЛИТЕРАТУРА

**Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н.** Групповые константы для расчетов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964, 139 с.

**Боголюбов Е.П., Васин В.С., Коротков С.А., Кузнецов Ю.П., Пресняков Ю.К., Рыжков В.И., Хасаев Т.О.** Нейтронные генераторы ВНИИА на газонаполненных нейтронных трубках и их применение // Сборник материалов Международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». М., ФА по атомной энергии РФ, ВНИИА, 2004а, с. 77—83.

**Боголюбов Е.П., Коротков С.А., Краснов С.А., Пресняков Ю.К., Хасаев Т.О.** Нейтронные технологии на базе портативных генераторов нейтронов для инспекции опасных объектов // Сборник материалов Международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». М., ФА по атомной энергии РФ, ВНИИА, 2004б, с. 326—333.

**Быстрицкий В.М., Замятин Н.И., Кадышевский В.Г., Кобзев А.П., Никитин В.А., Рогов Ю.Н., Сапожников М.Г., Сисакян А.Н., Слепнев В.М., Власов Н.В.** Изучение ядерно-физических методов идентификации скрытых веществ в ОИЯИ // Сборник материалов международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». М., ФА по атомной энергии РФ, ВНИИА, 2004, с. 306—319.

**Запорожец В.М., Темкин А.Я.** Исследование нефтяных скважин при помощи ускорителей заряженных частиц // Природа, 1957, № 1, с. 79—81.

**Кузнецов А.В.** Использование портативных генераторов нейтронов со встроенным детектором сопутствующих частиц для обнаружения опасных веществ // Сборник материалов Международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». М., ФА по атомной энергии РФ, ВНИИА, 2004, с. 286—293.

**Мейер В.А., Ваганов П.А., Пшеничный Г.А.** Методы ядерной геофизики. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1988, 376 с.

**Филиппов Е.М.** Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962, 579 с.

**Патент** России RU 2 256 200 С1, МПК G 01 V 5/10 от 26.05.2004 / Р.Т. Хаматдинов, В.Г. Черменский, В.А. Велинжанин, С.Н. Саранцев, А.В. Кузнецов, А.И. Осетров, Е.П. Боголюбов, Т.О. Хасаев.

**Хисамутдинов А.И.** Характерные взаимодействия и последовательные приближения в двух задачах о восстановлении коэффициентов уравнений переноса (и состава среды). Новосибирск, Академическое изд-во «Гео», 2009, 48 с.

**Хисамутдинов А.И., Минбаев М.Т.** Математическая модель и численный метод идентификации параметров нефтеводонасыщенных пластов по данным нейтронно-активационного каротажа // Геология и геофизика, 1995, т. 36 (7), с. 73—86.

**Хисамутдинов А.И., Федорин М.А.** О численном методе для восстановления состава некоторых горных пород по данным измерений рентгенофлуоресцентного анализа // Докл. РАН, 2003, т. 392, № 1, с. 100—105.

**Хисамутдинов А.И., Стариков В.Н., Морозов А.А.** Алгоритмы Монте-Карло в ядерной геофизике. Новосибирск, Наука, 1985, 157 с.

**Хисамутдинов А.И., Банзаров Б.В., Федорин М.А.** Математическое моделирование нестационарного переноса частиц в задачах импульсного нейтронного-гамма каротажа. Новосибирск, 2008, 54 с. (Препринт / ИНГиГ СО РАН).

**Berger M.J., Hubbell J.H., Seltzer S.M., Coursey J.S., Zucker D.S.** XCOM: Photon Cross Sections Database (<http://physics.nist.gov/>). U.S. Secretary of Commerce, National Institute of Standards and Technology, 1998.

**Ellis D.V., Singer J.M.** Well loggings for Earth scientists. Springer, Dordrecht, 2008, 692 p.

**Flanagan W.D., Bramblett R.L., Galford J.E., Hertzog R.C., Plasek R.E., Olesen J.R.** A new generation nuclear logging system, 32nd annual logging symposium transactions: Society of Professional Well Log Analysts, 1991, paper Y, 25 p.

**Gilchrist W.A., Prati Jr. E., Pemper R., Mickael M.W., Trcka D.** Introduction of a new through-tubing multifunction pulsed neutron instrument // SPE Journal, 1999, paper 56803.

**Grau J.A., Roscoe B.A., Tabanou J.R.** A borehole correction model for capture gamma-ray spectroscopy logging tools // SPE Journal, 1985, paper 14462.

**Hertzog R.** Laboratory and field evaluation of an inelastic neutron scattering and capture gamma ray spectroscopy tool // SPE Journal, 1980, v. 20, p. 327—340.

**Khislamutdinov A.I., Phedorin M.A.** Numerical method of evaluating elemental content of oil-water-saturated formations based on pulsed-neutron gamma inelastic log data // SPE Journal, 2009, 14(1), p. 50—53 (paper SPE-104342-PA).

**Mickael M., Trcka D., Pemper R.** Dynamic multi-parameter interpretation of dual-detector carbon/oxygen measurements // SPE Journal, 1999, paper 56649.

**Mills W.R., Stromswold D.C., Allen L.S.** Pulsed neutron porosity logging using epithermal neutron lifetime // The Log Analyst, 1989, v. 30, № 3, p. 119—128.

**Pemper R., Sommer A., Guo P., Jacobi, Longo J., Bliven S., Rodriguez E., Mendez F., Han X.** A new pulsed neutron sonde for derivation of formation lithology and mineralogy // SPE Journal, 2006, paper 102770.

**Qu Xiancai, Ding Xijin, Li Huazhang, Wu Liping, Jiang Shilian.** Новый каротажный прибор для спектрометрии сопутствующих  $\alpha$ -частиц при углерод/кислородном каротаже и его применение для оценки маломощных пластов // Материалы симпозиума, II Китайско-Российского научного симпозиума по геофизическим исследованиям скважин, Шанхай, 3—5 ноября 2002 г. Уфа, 2003, с. 11—17.

**Qu Xiancai, Ding Xijin, Li Huazhang, Wu Liping, Jiang Shilian.** Каротажный прибор для спектрометрии сопутствующих  $\alpha$ -частиц углерода/кислорода и его применение для оценки маломощных пластов. Тверь, НТВ «КАРОТАЖНИК», 2004, вып. 12—13 (125—126), с. 257—265.

**Rhodes E., Dickerman C.E., DeVolpi A., Peters C.W.** APSTNG: Radiation interrogation for verification of chemical and nuclear weapons // IEEE Trans. Nucl. Science, 1992, v. 39, p. 1041—1045.

**Roscoe B.A., Grau J.A., Manente R.A., Melcher C.L., Peterson C.A., Schweitzer J.S., Stoller C.** Use of GSO for inelastic gamma-ray spectroscopy measurements in borehole // IEEE Transactions of Nuclear Science, 1992, v. 39, № 5, p. 1412—1416.

*Рекомендована к печати 9 апреля 2010 г.  
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию  
21 августа 2009 г.*