расчетным спектрам и спектру Ферми, наблюдаются при значениях σ_m от 10 до 100 *барн* и массах нерезонансного замедлителя, значительно отличающихся от массы ^{23}Na.

Поступило в Редакцию 9/IV 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Марчук Г. И.** Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961, с. 418.
2. **Платонов А. П., Лукьянов А. А.** «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 6, с. 985.
3. **Платонов П. А.** «Журн. вычисл. матем. и матем. физ.», 1972, т. 12, с. 1325.
4. **Segev M.** Nucl. Sci. and Engng, 1969, v. 36, p. 59.
5. **Абагян Л. П. и др.** Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

Использование функций ценности в теории и интерпретации методов ядерной геофизики

КОЖЕВНИКОВ Д. А.

УДК 550.83.001.2

Для стационарных методов ядерной геофизики зависимость показаний I от размера зонда z имеет вид

$$I(z)=I_0 \exp\left[-\int\limits_0^z \alpha(\zeta)\,d\zeta\right], \qquad (1)$$

где $\alpha(z)$ — убывающая функция z, стремящаяся к константе с ростом z; для импульсных методов зависимость I от z и времени задержки t описывается выражением

$$I(z,\ t)=I_0 \exp\left[-\int\limits_0^t \alpha(z,\ t')\,dt'\right]. \qquad (2)$$

Декремент затухания поля α определяется общим алгоритмом:

$$\alpha=-\frac{1}{I}\,\frac{\partial I}{\partial x}, \qquad (3)$$

где $x\equiv z$ или t для стационарного и импульсного режимов соответственно.

Введем в систему скважина — пласт цилиндрические координаты (φ, ζ, ρ) и такую функцию $\Phi(\varphi,\ \zeta,\ \rho\,|\,z,\ t)$, что $\Phi\,dv$ определяет вклад излучения выделенного объема и показания детектора $I(z,\ t)$ *.

Тогда

$$I(z,\ t)=\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int\limits_0^{\infty} \Phi(\varphi,\ \zeta,\ \rho\,|\,z,\ t)\,\rho\,d\rho \equiv$$

$$\equiv \sum_{k=1}^{n} \int\limits_{r_{k-1}}^{r_k} \widetilde{\Phi}(\rho\,|\,z,\ t)\,\rho\,d\rho, \qquad (4)$$

где суммирование распространено на все цилиндрические зоны, характеризующиеся радиальной однородностью физических свойств (скважину, цементный камень, зону внутренней глинизации, зону проникновения, неизмененную часть пласта). Функция $G_k(z,\ t)\equiv G_k(z,\ t;\ r_{k-1},\ r_k)$, равная

$$G_k(z,\ t)=I^{-1}(z,\ t)\int\limits_{r_{k-1}}^{r_k} \widetilde{\Phi}(\rho\,|\,z,\ t)\,\rho\,d\rho, \qquad (5)$$

представляет ценность k-й однородной зоны относительно вклада в результирующее показание детектора $I(z,\ t)$, причем

$$\sum_{k=1}^{n} G_k(z,\ t)=1. \qquad (6)$$

Применяя алгоритм (3) к (4), найдем

$$\alpha(z,\ t)=I^{-1}(z,\ t)\sum_{k=1}^{n}\int\limits_{r_{k-1}}^{r_k} \widetilde{\Phi}(\rho\,|\,z,\ t)\left(-\widetilde{\Phi}^{-1}\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)\rho\,d\rho.$$

Учитывая, что при больших временах задержки в пределах каждой зоны декремент затухания $\alpha_k=(-\widetilde{\Phi}^{-1}\partial\widetilde{\Phi}/\partial x)$ определяется только ее свойствами и не зависит от ρ, получаем

$$\alpha(z,\ t)=\sum_{k=1}^{n}\alpha_k G_k(z,\ t). \qquad (7)$$

Декременты α_k определяются следующим образом: для метода надтепловых нейтронов (ННМнт) $\alpha_k^{-1}=(L_s)_k$ — длина замедления нейтронов; для гамма-гамма-метода (ГГМ) — длина диффузии γ-квантов; для метода тепловых нейтронов (НМт) и нейтронного гамма-метода (НГМ) α_k^{-1} совпадают с соответствующими длинами миграции; для импульсных методов $\alpha_k^{-1}=\tau_k$ — соответствующие времена жизни тепловых нейтронов [1].

Ценности G_k определяются по результатам расчетов методом Монте-Карло [2, 3] *. Стационарные G_k обладают следующими важными свойствами: они существенно зависят от размера зонда (рис. 1), но слабо зависят от химического состава скелета, изменения водородсодержания (для НГМ при пресном флюиде) и спектральной чувствительности детектора (рис. 2). Для пластового флюида с минерализацией $C_{\text{п}}$ ценность пласта $G_{\text{пл}}(C_{\text{п}})$ в НГМ удовлетворяет соотношению

$$\frac{G_{\text{пл}}(C_{\text{п}},\ z)}{G_{\text{пл}}(0,\ z)}=\frac{1+\dfrac{j_1}{j_2(0)}\,\dfrac{\Sigma_1}{\Sigma_2(0)}}{1+\dfrac{j_1}{j_2(C_{\text{п}})}\,\dfrac{\Sigma_1}{\Sigma_2(C_{\text{п}})}}, \qquad (8)$$

* Для стационарных методов зависимость от t опускается.

* Независимо от нас использовать функции G_k для учета радиальной неоднородности предложили Р. А. Резванов и Н. Н. Михайлов.

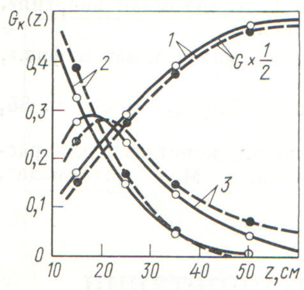
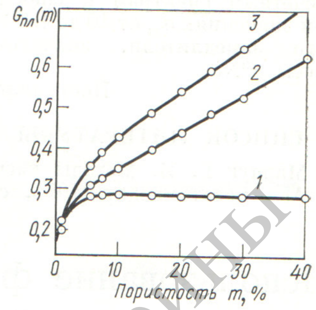


Рис. 1. **Зависимость ценностей пласта (1), обсаженной скважины, заполненной пресной водой при диаметре скважины 197 мм, диаметре колонны 127 мм (2), пресного цементного камня (3) от размера зонда для НМт по данным [2]:**

——— — песчаник пористостью 20%, насыщенный пресной водой; - - - - - — тот же песчаник, насыщенный соленой водой (250 г/л NaCl).

Рис. 2. **Ценность пласта как функция объемного водонасыщения песчаного пласта при различной минерализации пластовой воды (1, 2, 3 — $C_{пл}$ = 0; 100; 250 г/л соответственно) для НГМ по данным [3]. Скважина необсаженная диаметром 197 мм; диаметр прибора 100 мм; z = 60 см; для счетчиков ВС-4 и NaI (20 × 30 мм) зависимости совпадают.**



где j_1 (j_2) — излучающая способность скважины (пласта); Σ_1 (Σ_2) — макросечение поглощения тепловых нейтронов в скважине (пласте),

При исследовании импульсными методами пластов без зоны проникновения ценность скважины определяется выражением

$$G_{скв}(z,\ t) = \frac{3D}{2(\alpha_1 - \alpha_2)\,\sigma^2(t)}\left[1 - \frac{z^2}{6\sigma^2(t)}\right], \qquad (9)$$

где D — коэффициент диффузии нейтронов в пласте; α_1 и α_2 — обратные времена жизни нейтронов в скважине и пласте. Величина $\sigma^2(t)$ равна $\sigma^2(t) = \Lambda^2 + Dt$, где $\Lambda \equiv \Lambda(d)$ — параметр, зависящий от диаметра скважины d и имеющий смысл длины замедления нейтронов в системе скважина — пласт. Из (9) следует, что величина $G_{скв}$ может быть как положительной, так и отрицательной. В связи с (7) кажущееся время жизни $\alpha^{-1}(z,\ t)$ совпадает с истинным временем жизни тепловых нейтронов в пласте, если $G_{скв} = 0$, т. е. при измерениях на зонде $z_{опт}$, квадрат размера которого совпадает с площадью миграции тепловых нейтронов в системе скважина — пласт для соответствующего времени задержки t:

$$z^2_{опт} = 6\sigma^2(t). \qquad (10)$$

При наличии зоны проникновения эффективного радиуса R для импульсных методов целесообразно ввести «кажущиеся» ценности зоны проникновения G^* и пласта $1 - G^*$, которые не зависят от $(z,\ t)$ и на основании (6) и (7) определяются равенством [1]

$$\alpha(R) = \frac{G^*(R)}{\tau_1} + \frac{1 - G^*(R)}{\tau_2}, \qquad (11)$$

где $\tau_{1,2}$ — времена жизни тепловых нейтронов в зоне проникновения и в неизмененной части пласта. Знание функций G^* позволяет определять истинное время жизни нейтронов в пласте по кажущемуся $\alpha^{-1}(z,\ t)$, а также эффективный радиус зоны проникновения по результатам разновременных измерений импульсным методом.

Приношу благодарность И. Л. Дворкину и Ф. Х. Еникеевой за содействие выполнению работы, а также Р. А. Резванову и Н. Н. Михайлову за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 7/V 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кожевников Д. А.** Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геологии. М., «Недра», 1974.
2. **Гулин Ю. А. и др.** В сб.: Труды БГУ. Вып. 56. Методы Монте-Карло в физике и геофизике. Под ред. И. Г. Дядькина. Уфа, Башкнигиздат, 1973, с. 291.
3. **Еникеева Ф. Х., Кожевников Д. А.** Экспресс-информация «Нефтегазовая геология и геофизика». Вып. 4. М., ВНИИОЭНГ, 1974, с. 13.
4. **Allen L. e. a.** Geophysics, 1965, v. 30, N 3, p. 389.

Естественная координатная система для уравнения переноса в цилиндрической геометрии

СМЕЛОВ В. В., ШМУРЫГИН П. А.

УДК 539.125.52:621.039.51.12

В функции нейтронного потока $\varphi(\mathbf{r},\ \mathbf{\Omega},\ \ldots)$ векторы $\mathbf{r}$ и $\mathbf{\Omega}$ обозначают соответственно положение нейтрона в пространстве и направление его движения. В большинстве случаев целесообразно для вектора $\mathbf{r}$ использовать одну систему координат (L), а для вектора $\mathbf{\Omega}$ — другую (Q). Координатная система L строится с учетом особенностей конкретной задачи и может быть либо прямоугольной декартовой, либо той или иной криволинейной. В качестве Q выбирают, как правило, сферическую систему координат, «привязанную» к текущей пространственной точке $\mathbf{r}$ вполне определенным способом.

Если в наиболее употребительных декартовой, сферической и цилиндрической системах L рассмотреть одномерные задачи, когда нейтронный поток зависит только от одной координаты (x — в декартовой, r — в сферической, ρ — в цилиндрической системах), то в первых двух случаях принято систему Q строить таким образом, что угол θ отсчитывается от нормали к координатной поверхности x = const либо r = const. Эти поверхности являются поверхностями уровня нейтронного потока φ.

Напротив, в цилиндрической системе L принято Q строить так, что угол θ отсчитывается от пря-

---

[1] Аналогичная формула приведена в работе [4] в качестве эмпирически установленной закономерности.