Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. LII, вып. 3, 1974 г.

К РАСПРЕДЕЛЕНИЮ КОНЦЕНТРАЦИЙ В ЭМАНАЦИОННЫХ И ГИДРОХИМИЧЕСКИХ ОРЕОЛАХ

О. Ф. Путиков

Некоторые геологические образования с повышенной радиоактивностью, благодаря выделению в них эманаций, создают вокруг себя эманационные ореолы. Основными механизмами рассеивания при этом являются диффузия и конвекция. Применение радиоактивных методов поисков требует изучения распределения концентрации в таких ореолах. Для случая распространения эманации в рыхлых отложениях, перекрывающих бесконечное радиоактивное полупространство, имеются способы расчета концентрации при совместном действии диффузии и конвекции и раздельном. Для локальных же объектов типа жил, пластов, выходящих под наносы, существует только развитая Ю. П. Булашевичем теория диффузионных ореолов.

Нами рассмотрено совместное действие механизма диффузии и конвективного переноса эманации горизонтальным потоком для линейных и пластообразных тел, выходящих под неактивные наносы конечной мощности. Кроме того, исследовано распределение концентрации в гидрохимических ореолах в аналогичных условиях.

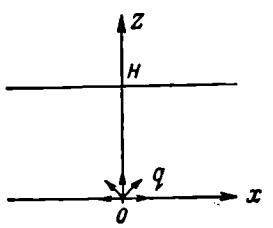


Рис. 1. Схема расположения источника эманации

Распределение концентрации в эманационных ореолах. Пусть линейный источник мощностью q совпадает с осью y прямоугольной системы координат. Ось z направлена вертикально вверх (рис. 1). Рассмотрим случай, когда источник залегает в непроницаемых коренных породах, перекрытых неактивными рыхлыми отложениями мощностью H. Если вдоль оси x имеется конвективное перемещение эманации, вызванное, например, движением почвенных вод или воздуха со скоростью v, то стационарное дифференциальное уравнение распределения концентрации эманации будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{v}{D}\frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\lambda}{D}N + \frac{q}{D}\delta(x)\,\delta(z) = 0, \qquad (1)$$

где N — концентрация свободной эманации; λ — постоянная распада эманации; D — кажущийся коэффициент диффузии эманации; $\delta(x)$ — дельта-функция, обладающая по определению свойствами

$$\delta(x) = \begin{cases} \infty & \text{при } x = 0 \\ 0 & \text{при } x \neq 0, \end{cases} \qquad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x)\,dx = 1.$$

Кроме того, $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x)\,dx = f(0)$.

В соответствии с рассматриваемой геологической обстановкой, задаем следующие граничные условия: концентрация на дневной поверхности принимается нулевой, так как в воздухе концентрация весьма мала,

$$N|_{z=H} = 0, \tag{2}$$

поток эманации через непроницаемые коренные породы отсутствует

$$D\frac{\partial N}{\partial z}\Big|_{z=0} = 0, \tag{3}$$

концентрация убывает с удалением от источника

$$N|_{x^2+z^2\to\infty} \to 0. \tag{4}$$

Для решения поставленной задачи умножим уравнение (1) на функцию $\frac{2}{H}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}$ (где $n = 0, 1, \ldots$) и проинтегрируем почленно по z от 0 до H. Выбранная функция удовлетворяет граничным условиям и соответствующему уравнению, получаемому из (1) разделением переменных.

Обозначим

$$F_n = \frac{2}{H}\int_0^H N\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}\,dz. \tag{5}$$

Тогда, интегрируя по частям, можно найти, что

$$\frac{2}{H}\int_0^H \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}\,dz = \\ = \frac{2}{H}\left[-\frac{\partial N}{\partial z}\Big|_{z=0} + (-1)^n\frac{(2n+1)\pi}{2H}N\Big|_{z=H}\right] - \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}F_n,$$

или, учитывая граничные условия (2) и (3),

$$\frac{2}{H}\int_0^H \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}\,dz = -\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}F_n.$$

Далее, с учетом (3) имеем

$$\int_0^\infty \delta(z)\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}\,dz = \lim_{h\to 0}\int_0^\infty \delta(z-h)\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}\,dz = 1.$$

В соответствии с этим уравнение (1) дает

$$\frac{d^2F_n}{dx^2} - \frac{v}{D}\frac{dF_n}{dx} - \left[\frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}\right]F_n + \frac{2q}{HD}\delta(x) = 0. \tag{6}$$

Таким образом, F_n подчиняется обычному дифференциальному уравнению. Наличие дельта-функции в нем приводит к тому, что решение уравнения (6), оставаясь непрерывным при $x = 0$, испытывает в этой точке разрыв производной. Чтобы убедиться в этом, необходимо проинтегрировать уравнение (6) по x вдоль отрезка $(-h, +h)$. Тогда, учитывая свойства интеграла от дельта-функции, получим

$$\frac{dF_n}{dx}\Big|_{-h}^{+h} - \frac{v}{D}F_n\Big|_{-h}^{+h} - \left[\frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}\right]\int_{-h}^{+h} F_n\,dx + \frac{2q}{HD} = 0.$$

Откуда, пользуясь непрерывностью функции F_n, в пределе при $h \to 0$ найдем

$$\left.\frac{dF_n}{dx}\right|_{+0} - \left.\frac{dF_n}{dx}\right|_{-0} = -\frac{2q}{HD}. \tag{7}$$

Решение уравнения (6) с учетом условий (7) и (4) можно взять в виде

$$F_n = \frac{qe^{x\frac{v}{2D}} e^{-|x|\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{DH\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}. \tag{8}$$

Как видно из определения (5), F_n являются коэффициентами разложения в ряд Фурье функции от z, удовлетворяющей условиям: 1) функция периодическая с периодом $4H$; 2) функция четная, производная ее при $z=0$ равна нулю; 3) функция равна нулю при $z=H$; 4) на интервале $0 \leqslant z \leqslant H$ эта функция совпадает с концентрацией $N(z)$.

В соответствии с этим выражение для концентрации будет иметь вид

$$N = \sum_{n=0}^{\infty} F_n \cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}$$

или, учитывая (8),

$$N = \frac{qe^{x\frac{v}{2D}}}{DH}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{e^{-|x|\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}. \tag{9}$$

Как видно из (9), ряд справа при больших значениях H, встречающихся в практике, будет сходиться довольно медленно. Однако этот ряд можно преобразовать в быстросходящийся при больших значениях H.

Опираясь на идеи работ А. М. Журавского по обобщению модулярных преобразований тета-функций, докажем, что при $0 \leqslant z \leqslant H$, $b > 0$, $a > 0$ имеет место равенство

$$\frac{1}{H}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H} =$$

$$= \frac{1}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left\{K_0\left[\sqrt{b}\sqrt{[(2n+1)H-(H-z)]^2+a^2}\right] - \right.$$

$$\left. - K_0\left[\sqrt{b}\sqrt{[(2n+1)H+(H-z)]^2+a^2}\right]\right\}, \tag{10}$$

где $K_0(x)$ — функция Бесселя второго рода от чисто мнимого аргумента нулевого порядка.

Для доказательства этого утверждения введем функцию $\Phi(p)$

$$\Phi(p) = \frac{i}{2}\frac{e^{-a\sqrt{b+p^2}}}{\sqrt{b+p^2}}\frac{e^{ip(H-z)} - e^{-ip(H-z)}}{e^{ipH}+e^{-ipH}}, \tag{11}$$

где $p = \sigma \pm i\tau$ — комплексная переменная.

Функция $\Phi(p)$ в точках $\pm p_n = \pm \frac{(2n+1)\pi}{2H}$ имеет полюсы первого порядка, а точки $p = \pm i\sqrt{b}$ являются точками ее ветвления. В соответствии с этим, если выбрать контур интегрирования $ABCD$ в комплексной плоскости (рис. 2) так, чтобы стороны BC и DA были расположены между соседними полюсами функции $\Phi(p)$, а стороны AB и CD отсекали на мнимой оси отрезки $\pm\gamma$, по абсолютной величине меньшие, чем $\sqrt{b}$, то на основании теоремы Коши о вычетах можно написать

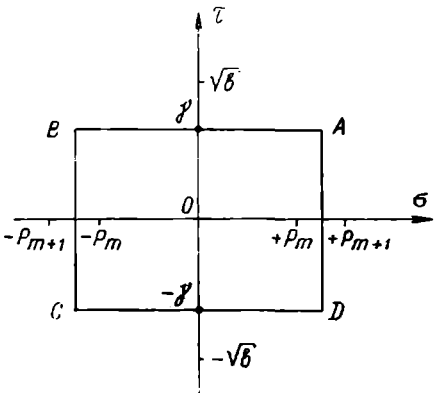


Рис. 2. Контур интегрирования

$$\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{ABCDA}\Phi(p)\,dp = \sum_{n=0}^{m}\operatorname{res}\Phi(\pm p_n), \tag{12}$$

где справа — сумма вычетов функции $\Phi(p)$ во всех полюсах, лежащих внутри прямоугольника $ABCD$.

Вычисляя вычет функции $\Phi(p)$ в полюсах $\pm p_n$, находим

$$\operatorname{res}\Phi(\pm p_n) = \frac{1}{2H}\,\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\,\frac{\sin[\pm p_n(H-z)]}{\sin(\pm p_n H)} =$$

$$= \frac{1}{2H}\,\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H},$$

откуда

$$\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{ABCDA}\Phi(p)\,dp = \frac{1}{H}\sum_{n=0}^{m}\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}. \tag{13}$$

Для выбранного расположения сторон BC и DA величина $|\Phi(p)|$ на этих сторонах будет стремиться к нулю при увеличении m. При $m\to\infty$ интегралы по сторонам BC и DA обращаются в нуль и из равенства (13) следует

$$\frac{1}{2\pi i}\left[\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp + \int\limits_{-\infty-\gamma i}^{\infty-\gamma i}\Phi(p)\,dp\right] =$$

$$= \frac{1}{H}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}. \tag{14}$$

Так как $\Phi(p)$ — функция нечетная, то

$$\int\limits_{-\infty-\gamma i}^{\infty-\gamma i}\Phi(p)\,dp = -\int\limits_{-\infty-\gamma i}^{\infty-\gamma i}\Phi(-p)\,dp = \int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp.$$

Отсюда (14) можно записать в виде

$$\frac{1}{\pi i}\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\frac{e^{-a\sqrt{b+p^2}}}{\sqrt{b+p^2}}\cdot\frac{e^{ip(H-z)}-e^{-ip(H-z)}}{e^{ipH}+e^{-ipH}}\,dp=$$

$$=\frac{1}{H}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}}{\sqrt{b+\frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}}\cos\frac{(2n+1)\pi z}{2H}. \quad (15)$$

Так как на контуре интегрирования в (15) выполняется условие $\operatorname{Im} p=\gamma>0$, то можно воспользоваться разложением

$$\frac{1}{e^{ipH}+e^{-ipH}}=\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n e^{i(2n+1)pH}.$$

Это дает

$$\frac{1}{\pi i}\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=$$

$$=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\frac{e^{-a\sqrt{b+p^2}}}{\sqrt{b+p^2}}\left\{e^{ip[(2n+1)H+(H-z)]}-e^{ip[(2n+1)H-(H-z)]}\right\}dp.$$

Так как подынтегральная функция справа не имеет особенностей в области $0\leqslant\operatorname{Im} p\leqslant\gamma<\sqrt{b}$, $-\infty\leqslant\operatorname{Re} p\leqslant\infty$ и стремится к нулю при $|\operatorname{Re} p|\to\infty$, то на основании теоремы Коши можно перейти к интегрированию по действительной оси

$$\frac{1}{\pi i}\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=$$

$$=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\sigma^2}}}{\sqrt{b+\sigma^2}}\left\{e^{i[(2n+1)H-(H-z)]\sigma}-e^{i[(2n+1)H+(H-z)]\sigma}\right\}d\sigma.$$

Разделяя действительные и мнимые части подынтегральных функций справа и учитывая, что интегралы от нечетных функций будут равны нулю, получим

$$\frac{1}{\pi i}\int\limits_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=\frac{1}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\int\limits_{0}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\sigma^2}}}{\sqrt{b+\sigma^2}}\{\cos[(2n+1)H-(H-z)]\sigma-$$

$$-\cos[(2n+1)H+(H-z)]\sigma\}\,d\sigma. \quad (16)$$

Отсюда, используя известный интеграл

$$\int\limits_{0}^{\infty}\frac{e^{-a\sqrt{b+\delta^2}}}{\sqrt{b+\sigma^2}}\cos c\sigma\,d\sigma=K_0\left(\sqrt{b}\,\sqrt{c^2+a^2}\right), \quad (17)$$

получим выражение через функцию Бесселя

$$\frac{1}{\pi j}\int\limits_{-\infty+\gamma i}^{\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=\frac{1}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left\{K_0\left[\sqrt{b}\,\sqrt{[(2n+1)H-(H-z)]^2+a^2}\right]-\right.$$

$$\left.-K_0\left[\sqrt{b}\,\sqrt{[(2n+1)H+(H-z)]^2+a^2}\right]\right\},$$

что, с учетом (15) дает требуемое равенство (10). Следовательно, используя (10), формулу для концентрации эманации (9) можно переписать в виде

$$N=\frac{qe^{x\frac{v}{2D}}}{\pi D}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left\{K_0\left[\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}}\sqrt{[(2n+1)H-(H-z)]^2+x^2}\right]-\right.$$
$$\left.-K_0\left[\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}}\sqrt{[(2n+1)H+(H-z)]^2+x^2}\right]\right\}. \quad (18)$$

Наличие конвекции приводит к значительному искажению формы кривой и смещению ее максимума (рис. 3).

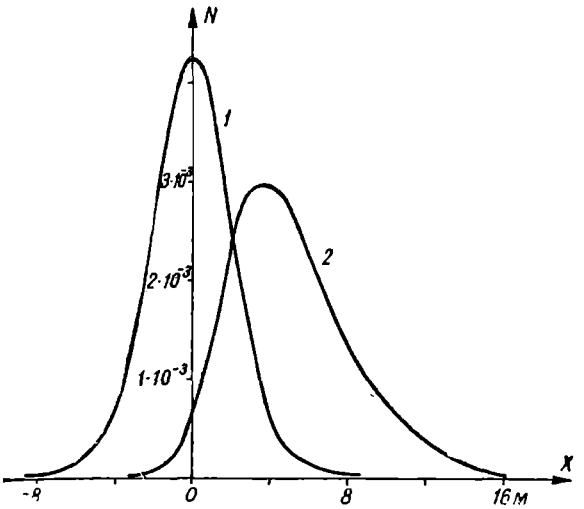


Рис. 3. Распределение концентрации радона над линейным источником

$\frac{q}{\pi D}=1$ усл. ед.; $\lambda=2{,}1\cdot10^{-6}$ $сек^{-1}$; $H=4$ м; $z=3{,}5$ м; $D=2{,}1\ 10^{-2}$ $см^2/сек$; 1 — $v=0$ (по Ю. П. Булашевичу), 2 — $v=4{,}2\cdot10^{-4}$ $см/сек$, по формуле (18)

Выражение для концентрации эманации от линейного источника можно записать также в виде определенного интеграла. Формулу (16) с учетом интеграла (17) представим следующим образом:

$$\frac{1}{\pi i}\int_{\infty+\gamma i}^{-\infty+\gamma i}\Phi(p)\,dp=$$
$$=\frac{1}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\int_0^{\infty}\frac{e^{-[(2n+1)H-(H-z)]\sqrt{b+\sigma^2}}-e^{-[(2n+1)H+(H-z)]\sqrt{b+\sigma^2}}}{\sqrt{b+\sigma^2}}\cos a\sigma\,d\sigma=$$
$$=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{\operatorname{sh}(H-z)\sqrt{b+\sigma^2}}{\operatorname{ch}H\sqrt{b+\sigma^2}}\cdot\frac{\cos a\sigma}{\sqrt{b+\sigma^2}}\,d\sigma.$$

В результате найдем выражение

$$N=\frac{qe^{x\frac{v}{2D}}}{D\pi}\int_0^{\infty}\frac{\operatorname{sh}(H-z)\sqrt{b+\sigma^2}}{\operatorname{ch}H\sqrt{b+\sigma^2}}\cdot\frac{\cos x\sigma}{\sqrt{b+\sigma^2}}\,d\sigma, \quad (19)$$

где

$$b=\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}.$$

Рассматривая пластообразный источник с координатами краев пласта $x = \pm l$ как совокупность линейных источников, с учетом (19) получим

$$N = \frac{q}{DH} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos \frac{(2n+1)\pi z}{2H}}{\sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}} \times$$

$$\times \int_{-l}^{l} e^{(x-l')\frac{v}{2D} - |x-l'|\sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}} dl' \qquad (20)$$

или после выполнения интегрирования

$$N = \frac{q}{DH} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos \frac{(2n+1)\pi z}{2H}}{\sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}}} \times$$

$$\times \begin{cases} \dfrac{e^{q_{n+}(x+l)} - e^{q_{n+}(x-l)}}{q_{n+}} & \text{при } x \leqslant -l \\ \dfrac{1 - q^{n+1}(x-l)}{q_{n+}} + \dfrac{1 - e^{-q_{n-}(x-l)}}{q_{n-}} & \text{при } -l \leqslant x \leqslant l \\ \dfrac{e^{-q_{n-}(x-l)} - e^{-q_{n-}(x+l)}}{q_{n-}} & \text{при } x \geqslant l, \end{cases} \qquad (21)$$

где

$$q_{n+} = \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}} + \frac{v}{2D},$$

$$q_{n-} = \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{(2n+1)^2\pi^2}{4H^2}} - \frac{v}{2D}.$$

Распределение концентрации в гидрохимических ореолах. При изучении распределения концентрации каких-либо элементов, растворенных в природных водах, от их линейного источника можно считать, что концентрация удовлетворяет тому же уравнению (1), как и концентрация радиоактивной эманации. При этом λ необходимо интерпретировать как коэффициент поглощения растворенного вещества породами.

Граничные условия (3) и (4) сохраняются, а условие (2) заменяется на следующее:

$$D \frac{\partial N}{\partial z}\Big|_{z=H} = 0, \qquad (22)$$

что, как известно, соответствует отсутствию перехода солей из жидкой фазы в газообразную при испарении. Решая при этих условиях задачу способом, аналогичным использованному, получим выражение для концентрации от линейного источника

$$N = \frac{q}{DH} e^{x\frac{v}{2D}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-x\sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{n^2\pi^2}{H^2}}}}{\sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{\lambda}{D} + \frac{n^2\pi^2}{H^2}}} \cos \frac{n\pi z}{H}. \qquad (23)$$

Этот ряд также можно преобразовать в быстросходящийся при больших значениях H, для чего необходимо провести соответствующие преобразования интеграла от вспомогательной функции

$$\Phi(p) = \frac{i}{2} \frac{e^{-a\sqrt{b+p^2}}}{\sqrt{b+p^2}} \cdot \frac{e^{ip(H-z)} + e^{-ip(H-z)}}{e^{ipH} - e^{-ipH}}.$$

После выполнения преобразований можно убедиться, что

$$N = \frac{qe^{x\frac{v}{2D}}}{DH}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{e^{-|x|\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{n^2\pi^2}{H^2}}}}{\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}+\frac{n^2\pi^2}{H^2}}}\cos\frac{n\pi z}{H} =$$

$$= \frac{q}{D\pi}e^{x\frac{v}{2D}}\sum_{n=0}^{\infty}\left\{K_0\left[\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}}\ \sqrt{[(2n+1)H+(H-z)]^2+x^2}\right]+\right.$$

$$\left.+K_0\left[\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}}\ \sqrt{[(2n+1)H-(H-z)]^2+x^2}\right\}. \quad (24)$$

В случае рыхлых отложений бесконечной мощности, полагая в (24) $H = \infty$, находим

$$N = \frac{qe^{x\frac{v}{2D}}}{D\pi}K_0\left[\sqrt{\frac{v^2}{4D^2}+\frac{\lambda}{D}}\ \sqrt{z^2+x^2}\right], \quad (25)$$

известную формулу распределения концентрации растворенного вещества в бесконечном полупространстве.

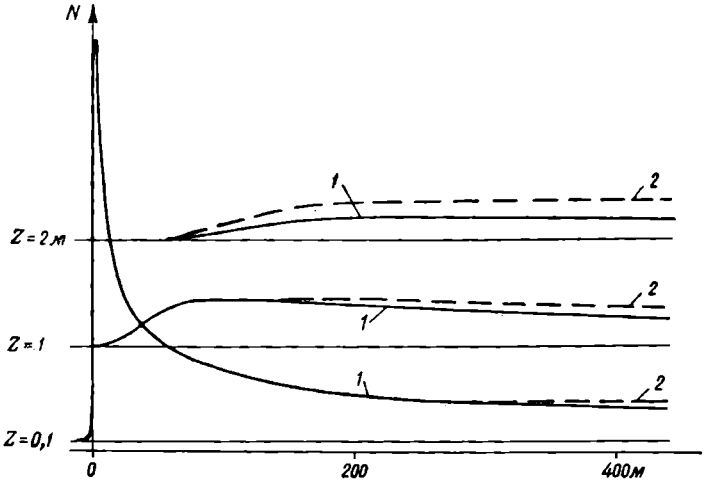


Рис. 4. Распределение концентрации в гидрохимическом ореоле над линейным источником.

Вертикальный масштаб графиков 1 *см* $= 1 \cdot 10^{-2}$ усл. ед.

$\frac{q}{\pi D}$ = 1 усл. ед.; λ=0; $\frac{v}{2D} = 1$ *см*$^{-1}$, 1—$H=\infty$, по формуле (25), 2—$H =$ = 2 *м*, по формуле (24)

В проницаемых отложениях конечной мощности концентрация увеличивается по сравнению с отложениями бесконечной мощности (рис. 4). Однако такое увеличение заметным образом сказывается лишь вблизи дневной поверхности или на значительном удалении от источника по направлению движения вод. Вне этой области расчет концентрации можно вести по более простой формуле (25) для бесконечного полупространства.