

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ ЧЕРЕЗ РАЗДРОБЛЕННУЮ ПОРОДУ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗБЫТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА

Е. Г. БАСАНСКИЙ, В. М. КОЛОБАШКИН, Н. А. КУДРЯШОВ

(Москва)

В работе рассматривается задача о распространении через раздробленную горную породу радионуклидов изобарной цепочки под действием избыточного давления газообразных продуктов взрыва. Приводится система уравнений движения радионуклидов с учетом процессов конвективной диффузии, адсорбции на кусках породы и радиоактивного распада. Описывается методика решения задачи. Обсуждаются результаты расчета.

При интенсификации добычи газа и нефти и создания подземных резервуаров с помощью мощных взрывов [1] образуются радиоактивные продукты, которые переносятся взрывными газами через раздробленную породу и могут проникать в атмосферу [1]. Решение задачи о распространении радиоактивных продуктов в раздробленной породе представляет существенный интерес из-за необходимости оценки радиационного загрязнения.

Исследование движения продуктов подземного взрыва через раздробленную породу проводилось в ряде работ [2-11]. В [2] рассматривалась фильтрация взрывных газов из полости подземного взрыва. Предполагалось, что газ является однокомпонентным, движение его через раздробленную породу описывается двухчленным законом Дарси. Изучалось влияние фильтрационных характеристик грунта (проницаемости и пористости) на время выхода газов в атмосферу.

Аналитическое исследование адиабатического и изотермического течения взрывных газов через пористую среду проводилось в работе [4]. Результаты расчетов на ЭВМ термодинамических характеристик двухфазного двухкомпонентного потока, движущегося из полости подземного взрыва, представлены в [5].

Общее количество образовавшихся радиоактивных продуктов мало по сравнению с массой всех газообразных продуктов в полости подземного взрыва [9]. Поэтому распространение радиоактивных элементов (радионуклидов) описывается не уравнением фильтрации, а уравнением конвективной диффузии [12].

Переносимые фильтрационным потоком радионуклиды в различной степени адсорбируются и конденсируются на кусках раздробленной породы. В связи с этим следует учитывать влияние адсорбции и конденсации на процесс распространения радиоактивной примеси в пористой среде.

Движение динамически нейтральной примеси через пористую среду с постоянной скоростью рассматривалось в работах [13-19].

В [13] получено решение системы уравнений, описывающей движение примеси с учетом процессов конвективной диффузии и неравновесной адсорбции при условии, что на входе пористой среды концентрация равна постоянной величине. В работе [17] описано поведение радиоактивного газа для случая, когда на входе пористой среды концентрация примеси задается в виде дельта-функции. Показано, что при некоторых значениях параметров задачи возможно появление двугорбости в волне примеси. Влияние кинетики сорбции и продольного диффузионного размытия на концентрацию радиоактивной примеси при характерных временах процесса, сравнимых с величиной, обратной кинетическому коэффициенту массообмена, рассматривалось в [17]. Решение задачи о распространении с постоянной скоростью двух радионуклидов изобарной цепочки без учета влияния процесса конвективной диффузии получено в работе [19].

1. Постановка задачи. Рассмотрим движение радионуклидов изобарной цепочки через раздробленную породу. Пусть в начальный момент времени в разрушенной породе имеется сферическая полость радиуса R ,

в которой продукты взрыва равномерно перемешаны. Движение газообразных продуктов из полости подземного взрыва описывается уравнениями фильтрации.

Уравнение сохранения массы для i -го радионуклида изобарной цепочки с учетом процессов конвективной диффузии, адсорбции и радиоактивных превращений имеет вид [13-15]

$$(1.1) \quad \frac{\partial (c_i + a_i)}{\partial t} + \lambda_i (c_i + a_i) = \operatorname{div} (D_{ij} \operatorname{grad} c_i - u c_i) + \lambda_{i-1} (c_{i-1} + a_{i-1})$$

$$D_{ij} = (\Delta_1 - \Delta_2) |\mathbf{u}| \delta_{ij} + \Delta_2 u_i u_j / |\mathbf{u}|$$

Здесь $i=1, 2, \dots, N$; $c_i(\mathbf{r}, t)$ — плотность i -го радионуклида в газовой фазе; $a_i(\mathbf{r}, t)$ — количество i -го радионуклида в конденсированной фазе в единице объема; \mathbf{u} — скорость газового потока, D_{ij} — коэффициент конвективной диффузии Δ_1 , Δ_2 — коэффициенты продольного и поперечного рассеивания примеси, u_i , u_j — компоненты средней скорости потока, λ_i — постоянная радиоактивного распада.

В уравнении (1.1) принято, что $\lambda_0 = 0$ (у первого радионуклида изобарной цепочки нет предшественника) и $\lambda_N = 0$ (последний радионуклид не распадается).

Полагая раздробленный грунт состоящим из частиц сферической формы, имеем следующее уравнение для плотности i -го радионуклида в куске породы

$$(1.2) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho} \frac{\partial^2 (\rho n_i)}{\partial \rho^2} + \lambda_{i-1} n_{i-1} - \lambda_i n_i$$

Здесь k_i — коэффициент диффузии i -го радионуклида в куске породы, ρ — расстояние от центра частицы.

Поскольку в начальный момент времени радионуклидов в разрушенной породе нет, то

$$(1.3) \quad c_i(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad a_i(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad n_i(\rho, 0) = 0$$

Радионуклиды в фильтрационном потоке, как правило, представлены окислами. Молекулы окислов, адсорбируясь на кусках породы, не только приходят в термодинамическое равновесие с молекулами грунта, но и покидают конденсированную фазу [20]. Относительное количество молекул, которое способно покинуть конденсированную фазу и перейти в газовую, определяется выражением [21, 22]

$$(1.4) \quad F\left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{mT}\right) \sum_{j=0}^{s-1} \frac{1}{j!} \left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right)^j$$

Здесь ε_i — теплота испарения i -го радионуклида, m — постоянная Больцмана, T — температура поверхности куска породы, s — число независимых осцилляторов молекулы.

Если β_i — скорость массообмена i -го радионуклида между газовой и конденсированной фазами, то поток молекул через поверхность куска породы радиуса ξ равен

$$(1.5) \quad 4\pi\xi^2 k_i \left. \frac{\partial n_i}{\partial \rho} \right|_{\rho=\xi} = 4\pi\xi^2 \beta_i \left[c_i - n_i(\xi, t) F\left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right) \right]$$

Пусть $f(\xi, \mathbf{r})$ — функция распределения кусков раздробленной породы

по размерам. Умножив (1.5) на $f(\xi, \mathbf{r})$ и проинтегрировав по ξ , получим

$$(1.6) \quad k_i \int_0^{\infty} \frac{\partial n_i}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\xi} \xi^2 f(\xi, \mathbf{r}) d\xi = \beta_i \int_0^{\infty} \xi^2 f(\xi, \mathbf{r}) d\xi c_i - \\ - \beta_i \int_0^{\infty} \xi^2 f(\xi, \mathbf{r}) n_i(\xi, t) d\xi F\left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right)$$

Распределение кусков разрушенной породы по размерам на заданном расстоянии от полости подземного взрыва в настоящее время неизвестно. Поэтому считаем, что $f(\xi, \mathbf{r}) = N(\mathbf{r})\delta(\xi-d)$. Здесь d — размер куска, $\delta(\xi-d)$ — дельта-функция Дирака. Подставив $f(\xi, \mathbf{r})$ в (1.6), получим

$$(1.7) \quad k_i \frac{\partial n_i}{\partial \rho} \Big|_{\rho=d} = \beta_i \left[c_i - n_i(d, t) F\left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right) \right]$$

Изменение количества i -го радионуклида в единице объема в конденсированной фазе определяется уравнением

$$(1.8) \quad \frac{\partial a_i}{\partial t} = s k_i \frac{\partial n_i}{\partial \rho} - \lambda_i a_i + \lambda_{i-1} a_{i-1}$$

Используя (1.7), уравнение (1.8) можно записать в виде

$$(1.9) \quad \frac{\partial a_i}{\partial t} = \beta_i s \left[c_i - n_i(d, t) F\left(\frac{\varepsilon_i}{mT}\right) \right] - \lambda_i a_i + \lambda_{i-1} a_{i-1}$$

В (1.8) и (1.9) s — эффективная поверхность раздробленной породы в единице объема.

Граничными условиями системы уравнений (1.1)–(1.2) являются условие (1.7) и соотношение

$$(1.10) \quad c_i(R, t) = \varphi_i(t), \quad c_i(\Gamma, t) = 0, \quad n_i(0, t) < \infty$$

Здесь $\varphi_i(t)$ — плотность i -го радионуклида в полости подземного взрыва, Γ — замкнутая поверхность, достаточно удаленная от полости.

Плотность i -го радионуклида в полости подземного взрыва изменяется из-за радиоактивных превращений и утечки его из полости вместе с газообразными продуктами и определяется уравнением

$$(1.11) \quad \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + \frac{3}{R} \varphi_i v + \lambda_i \varphi_i = \lambda_{i-1} \varphi_{i-1}$$

Здесь R — радиус полости, v — скорость движения газа на границе полости.

В начальный момент времени плотность i -го радионуклида $\varphi_i(t=0) = \varphi_{0i}$ определяется мощностью взрыва и независимыми выходами [24].

Теоретический расчет зависимости скорости массообмена между газовой и конденсированной фазами представляется затруднительным и формулы для вычисления β_i при конвективном массообмене к настоящему времени не получены.

Экспериментальные зависимости кинетического коэффициента от скорости потока, размера зерен и других параметров обобщаются в виде критериального уравнения [23]

$$(1.12) \quad Nu = A Re^m Pr^n$$

Здесь $Nu = \beta d^2 D_N^{-1}$ — диффузионный критерий Нуссельта, $d = 4(1-\sigma)S^{-1}$ — эквивалентный диаметр частиц в единице объема, σ — плотность разрушен-

ной среды, D_N — коэффициент нормальной диффузии, $P_r = \eta D_N^{-1}$ — диффузионный критерий Прандтля, η — кинематическая вязкость газа, $Re = u d \eta^{-1}$ — число Рейнольдса, A, m, n — константы.

Для частиц грунта произвольных размеров скорость массообмена i -го радионуклида между газовой и конденсированной фазами определяется выражением $Nu = 0.106 Re^{2/3}$ [23]. Откуда

$$(1.13) \quad \beta_i = 0.1 u D_{Ni} (\eta d)^{-1}$$

Система уравнений (1.1) — (1.2), (1.9) с условиями (1.3), (1.7) и (1.10) не является замкнутой, так как отсутствуют уравнения, из которых определяются температура и скорость газового потока.

Проведенные оценки и расчеты показали, что изменение поля температур среды вокруг полости взрыва из-за теплопроводности и теплообмена газов с кусками раздробленной породы не существенно и поэтому зависимость температуры в раздробленной породе от расстояния можно представить в виде [24]

$$(1.14) \quad T(r, t) = T_0 + (T_n - T_0) \exp(-6\sqrt{r-R}), \quad r \geq R$$

Здесь T_0 — фоновая температура среды ($T_0 = 300^\circ \text{K}$), T_n — температура плавления породы ($T_n = 1600^\circ \text{K}$).

Система уравнений фильтрации газообразных продуктов взрыва состоит из уравнения состояния газов, в котором учтена зависимость (1.14); уравнения непрерывности и уравнения движения — закона Дарси в форме Форхгеймера [25]. В целом методика расчета давления и скорости газового потока является схожей с методикой, опубликованной в работе [2].

2. Метод решения. Решение системы уравнений (1.1) — (1.2), (1.9) с начальными и граничными условиями (1.3), (1.7) и (1.10) проводилось численным методом с применением ЭВМ. Далее рассмотрим движение радионуклидов под действием избыточного давления продуктов взрыва в одномерном приближении.

Преобразуем уравнение (1.1) в виде, удобном для численной реализации

$$(2.1) \quad \frac{\partial c_i}{\partial t} + s \beta_i c_i - \gamma_i n_i + \lambda_i c_i - \lambda_{i-1} c_{i-1} = D \frac{\partial^2 c_i}{\partial r^2} + \frac{\partial D}{\partial r} \frac{\partial c_i}{\partial r} + u \frac{\partial c_i}{\partial r} + G \left(\frac{u c_i}{r} + \frac{D}{r} \frac{\partial c_i}{\partial r} \right)$$

Здесь $\gamma_i = \beta_i F(\varepsilon_i / m T) S$, величина β_i определяется из (1.12), D — коэффициент конвективной диффузии, множитель G принимает значение 0 и 2 соответственно в случае плоского и сферически-симметричного движения.

Обозначив $n_i'(\rho, t) = \rho n_i(\rho, t)$ (далее штрихи опущены), уравнение (1.2) приведем к виду

$$(2.2) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial \rho^2} - \lambda_i n_i + \lambda_{i-1} n_{i-1}$$

Начальное и граничные условия при этом запишутся в виде

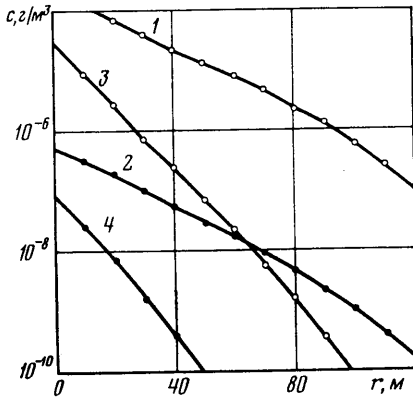
$$(2.3) \quad n_i(\rho, 0), n_i(0, t) = 0, \quad k_i \frac{\partial n_i}{\partial \rho} \Big|_{\rho=d} = \beta_i c_i d - (\gamma_i + d)^{-1} n_i(d, t)$$

Уравнение (1.9) перепишем в виде

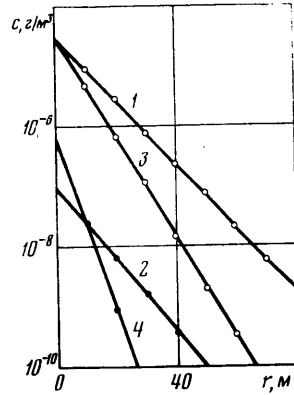
$$(2.4) \quad \frac{\partial a_i}{\partial t} = s \beta_i c_i - \gamma_i d^{-1} n_i - \lambda_i a_i + \lambda_{i-1} a_{i-1}$$

Система уравнений (2.1)–(2.2) аппроксимировалась по неявной четырехточечной разностной схеме точности $O(h^2 + \tau)$ [26]. Для решения уравнения (2.4) применялась неявная разностная схема Эйлера [27]. Исползованные неявные разностные схемы устойчивы при произвольном выборе шагов h и τ . Решение разностных краевых задач проводилось методом прогонки [28]. Точность проведенных расчетов контролировалась путем сравнения численных решений, полученных при различных значениях шагов разностной сетки.

3. Обсуждение результатов. Рассмотрим распространение радионуклидов 137-й изобарной цепочки через раздробленную породу из полости



Фиг. 1



Фиг. 2

подземного взрыва. Элементами этой цепочки являются теллур, йод, ксенон, цезий [28]. Характеристики радионуклидов: независимые выходы (%), периоды полураспада ($T_{1/2}$), теплоты испарения (ϵ_i , ккал/моль) и коэффициенты диффузии (D_i , см²/сек) приведены в таблице. Значения параметров радионуклидов, представленные в таблице, взяты из работ [25, 29–31].

Радионуклид	%	$T_{1/2}$	ϵ	D
TeO ₂	4.19	3.5 сек	49	0.34
I ₂	3.24	24.5 сек	10	0.069
Xe	4.61	241 сек	3	0.048
Cs ₂ O	0.16	30.17 года	76	0.76

Поскольку элементом рассматриваемой цепочки является биологически активный цезий (период полураспада около 30 лет), то расчет его распространения и выхода в атмосферу представляется актуальным.

В результате расчета получены распределения радионуклидов в газовом потоке и в раздробленной породе для различных моментов времени.

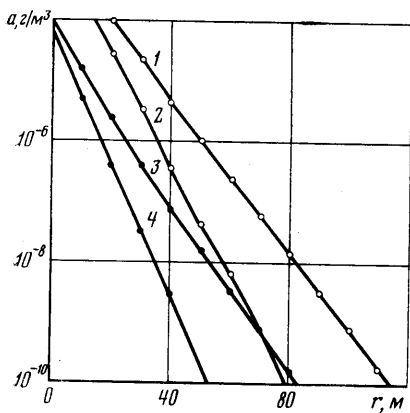
Расчеты проводились при следующих значениях параметров задачи: $\sigma=0.1$; $R=25$ м, $d=0.1$ м; $\eta=0.25 \cdot 10^{-4}$ н·сек/м².

Значения кинетического коэффициента массообмена β_i изменяются в зависимости от скорости фильтрации от 10^{-3} до 10^{-1} сек⁻¹.

Расчеты распространения радионуклидов проводились при сферически-симметричном и плоском движении газообразных продуктов взрыва через раздробленную породу. Сферически-симметричное движение радионуклидов возможно при такой глубине заложения заряда, когда влиянием сво-

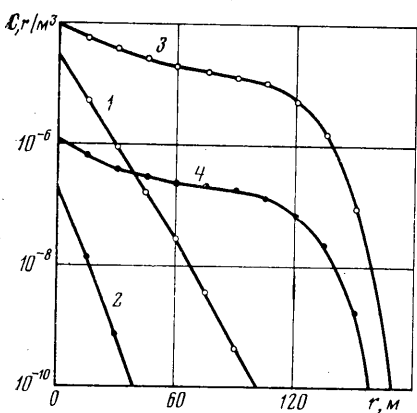
бодной поверхности на распространение ударной волны можно пренебречь. Плоское движение радионуклидов происходит при сильно разрушенной породе над полостью взрыва.

На фиг. 1 показана зависимость плотности радионуклидов от расстояния при $t=25$ мин после взрыва. Кривые 1 и 3 иллюстрируют плотность цезия при плоском и сферически-симметричном движении. Кривые 2 и 4 показывают поведение плотности ксенона. Из сравнения кривых видно, что радионуклиды под действием избыточного давления газообразных продуктов взрыва распространяются на большие расстояния при плоском движении. Плотность предшественников (теллура и йода) к этому моменту времени много меньше (10^{-10} г/м³), чем плотность ксенона и цезия.

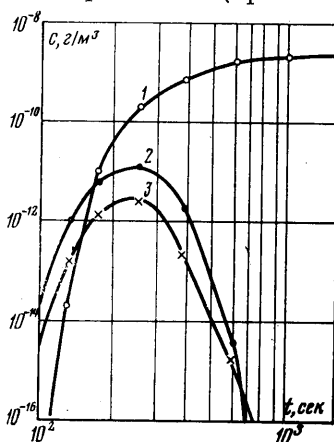


Фиг. 3

Фигура 2 иллюстрирует зависимость плотности радионуклидов от расстояния при учете конвективной диффузии (кривая 1 — цезий-137, кривая 2 — ксенон-137) и без учета продольного диффузионного размытия (кривые 3 и 4).



Фиг. 4



Фиг. 5

Зависимость количества радионуклидов в конденсированной фазе от расстояния представлена на фиг. 3. Поведение цезия-137 и ксенона-137 иллюстрируется кривыми 1 и 3 (с учетом процесса конвективной диффузии) и кривыми 2, 4 (без учета диффузионного размытия). Влияние процесса диффузии на плотность радионуклидов зависит от характерной длины рассматриваемого процесса. Чем больше характерная длина, тем существеннее диффузионное размытие. Так, на расстоянии 100 м от полости подземного взрыва плотность цезия-137 с учетом и без учета диффузии отличается на один порядок. Процесс конвективной диффузии приводит к увеличению плотности радионуклидов с расстоянием. Это объясняется тем, что диффузия уменьшает максимальную величину плотности при фиксированном расстоянии и замедляет процесс адсорбции радионуклидов.

Из фиг. 2 и 3 видно, что количество радионуклидов в единице объема в конденсированной фазе приблизительно на порядок выше, чем в газовой.

Относительно большое количество ксенона в конденсированной фазе связано с тем, что его предшественником является теллур, который быстро конденсируется на кусках раздробленной породы.

В работе проводилось исследование влияния процесса осаждения радионуклидов при движении газообразных продуктов взрыва. Расчеты распространения радионуклидов, проведенные с различными значениями кинетического коэффициента, показали, что величина скорости массообмена оказывает существенное влияние на распределение радионуклидов. Если бы величина кинетического коэффициента была больше, чем вычисленная из (1.12), то это привело бы к дополнительной локализации радиоактивных продуктов вблизи полости подземного взрыва.

На фиг. 4 показана зависимость плотности радионуклидов от расстояния. Кривые 1 и 2 соответствуют расчету плотности цезия-137 и ксенона-137 с учетом указанных выше процессов. Кривые 3 и 4 соответствуют плотности цезия-137 и ксенона-137 при $\beta_i = \gamma_i = 0$. Из сравнения кривых видно, что плотности радионуклидов отличаются не только по величине, но и по характеру зависимости.

Фигура 5 иллюстрирует зависимость плотности радионуклидов от времени на расстоянии 100 м от полости подземного взрыва. Здесь кривая 1 — плотность цезия-137, кривая 2 — ксенона-137, кривая 3 — йода-137. Накопление цезия-137 со временем объясняется тем, что его период полураспада (30 лет) много больше, чем характерное время рассматриваемого процесса.

Проведенные расчеты (фиг. 1—4) показывают, что распространение радионуклидов через раздробленную горную породу под действием избыточного давления продуктов взрыва существенно зависит от геометрии задачи, конденсации радионуклидов на кусках породы и процесса конвективной диффузии.

Описанная выше методика движения радионуклидов в разрушенной породе использовалась при решении практических задач и дала хорошие результаты.

В заключение отметим, что результаты настоящей работы можно использовать не только для оценок радиоактивного загрязнения при подземных ядерных взрывах, но и при решении других задач, например при анализе распространения радионуклидов из мест захоронения отходов ядерной энергетики, при применении радиоактивных индикаторов для исследования течения подземных вод и т. д.

Авторы благодарят В. Н. Николаевского за замечания к работе.

Поступила 4 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедровский О. Л. Применение камуфлетных ядерных взрывов в промышленности. Peaceful Nuclear Explosions. Proc. of Pannel Vienna. Int. Atomic Energy Agency PL-388/20, 2—6 march, 1970.
2. Абушкин В. В., Каазик П. Б. Расчет выхода газообразных продуктов подземного взрыва в атмосферу. ПМТФ, 1976, № 1.
3. Куликов В. И. Кинетика утечки продуктов детонации при взрыве в пористом грунте. Физика горения и взрыва, 1972, т. 8, № 4.
4. Morrison F. A. Jr. Transient gas flow in a porous column. Ind. and Eng. Chem. Fundam., 1972, vol. 11, No. 2.
5. Morrison F. A. Jr. Transient multiphase multicomponent flow in porous media. Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, vol. 16, No. 12.
6. Morrison F. A. Jr. Transient non-Darcy gas flow in a finite porous bed. Trans. ASME, Ser. I. J. Fluids Eng., 1977, vol. 99, No. 4.
7. Pitts J. H., Brandt H. Gas flow in a permeable earth formation containing a crack. Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1977, vol. 44, No. 4.
8. Pitts J. H. Gas-initiated crack propagation in porous solid. Rep. UCRL-51988. Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, California, 1976.

9. Израэль Ю. А. Мирные ядерные взрывы и окружающая среда. Л., Гидрометеоиздат, 1974.
10. Петров В. Н., Тер-Сааков А. А. Выход в атмосферу инертных радиоактивных газов и образование из них вторичных аэрозолей при вентилируемом подземном взрыве. В сб. Атомные взрывы в мирных целях. М., Атомиздат, 1970.
11. Израэль Ю. А. Радиоактивность при камуфлетных подземных ядерных взрывах. Peaceful Nuclear Explosions. Proc. of a Pannel Vienna. Int. Atomic Energy Agency, PL-388/22, 2—6 march, 1970.
12. Николаевский В. Н. Конвективная диффузия в пористых средах. ПММ, 1959, т. 23, вып. 6.
13. Бондарев Э. А., Николаевский В. Н. Конвективная диффузия в пористых средах с учетом явления адсорбции. ПМТФ, 1962, № 5.
14. Николаевский В. Н., Бондарев Э. А., Миркин М. И., Степанова Г. С., Терзи В. П. Движение углеводородных смесей в пористой среде. М., «Недра», 1968.
15. Бондаренко А. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А. Диффузия и адсорбция радиоактивного газа в пористой среде. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
16. Бондаренко А. Г., Козорезов Е. В., Колобашкин В. М. Неравновесная адсорбция радиоактивного газа в пористой среде. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 4.
17. Кудряшов Н. А., Басанский Е. Г., Бондаренко А. Г. Влияние диффузии и сорбции на распределение радиоактивного газа в пористой среде. Инж.-физ. ж., 1978, т. 34, № 1.
18. Бондаренко А. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А. Распространение радионуклидов в пористой среде с учетом сорбции и диффузии. Инж.-физ. ж., 1976, т. 31, № 6.
19. Бондаренко А. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А. Неравновесная адсорбция изобарной цепочки радионуклидов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 3.
20. Красилов Г. А., Тер-Сааков А. А. Молекулярно-кинетическая модель формирования радиоактивных частиц при наземных ядерных взрывах. Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 6.
21. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л., «Наука», 1975.
22. Мелвин-Хьюз Э. А. Физическая химия. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
23. Тимофеев Д. П. Кинетика адсорбции. М., Изд-во АН СССР, 1962.
24. Подземные ядерные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
25. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых вод. М., «Наука», 1977.
26. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., «Наука», 1977.
27. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М., «Наука», 1977.
28. Колобашкин В. М., Рубцов П. М., Александркин В. Г., Ружанский П. А. Бета-излучение продуктов деления. М., Атомиздат, 1978.
29. Гусев Н. Г., Рубцов П. М., Коваленко В. В., Колобашкин В. М. Радиационные характеристики продуктов деления. М., Атомиздат, 1974.
30. Справочник химика. М.—Л., «Химия», 1968.
31. Гурвич Л. В., Хачкурузов Г. А., Медведев В. А., Вейц И. В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М., Изд-во АН СССР, 1962.