

УДК 532.546

## ТЕПЛОБМЕН ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА ИЗ ПОЛОСТИ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

ГАББАСОВ М. Н., КОЛОБАШКИН В. М., КУДРЯШОВ Н. А.

В работе приводится исследование влияния теплообмена на динамические характеристики при фильтрации газа из полости камуфлетного взрыва. Проведены численные расчеты для плоского и сферически-симметричного случаев. Дано сравнение динамических характеристик (плотности, температуры, скорости фильтрации) для изотермической, изэнтропической, адиабатической фильтрации и фильтрации с теплообменом.

Исследование движения газообразных продуктов из полости камуфлетного взрыва представляет научный и прикладной интерес (см., например, [1-3]), поскольку образовавшиеся при взрыве газы распространяются через разрушенную породу и могут выходить в атмосферу, загрязняя окружающую среду. В [4] рассматривалась плоская и сферически-симметричная фильтрация газа из полости камуфлетного взрыва в предположении, что уравнением движения газа является двучленный закон Дарси. Расчеты проведены для изотермического движения газа. Выход газообразных продуктов в атмосферу на стадии газодинамического расширения полости изучался в [5]. В [6-9] приведены аналитические и численные решения автоматических задач фильтрации газа, которые в некоторой области переменных применимы для описания движения газа из подземной полости. Численные решения одномерных и двумерных задач распространения примеси в фильтрационном потоке представлены в работах [10, 11].

Известно [12, 13], что после окончания стадии расширения полости газообразные продукты находятся при температуре порядка нескольких тысяч градусов. При своем движении через разрушенную породу нагретые газы охлаждаются вследствие теплообмена с окружающей твердой средой и характеристики газа (давление, скорость и плотность) изменяются. Расчет температурной зависимости газообразных продуктов от пространственных и временных аргументов особенно важен при анализе распределения в разрушенной породе динамически-нейтральной примеси [10, 14].

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим движение нагретого газа из подземной сферической полости радиуса  $R$ . В начальный момент времени газ в полости находится при давлении  $P_0$  и температуре  $T_0$ . Давление и температура газа в окружающей среде ( $r > R$ ) меньше давления газообразных продуктов в полости, и при  $t > 0$  газы будут фильтроваться через разрушенную породу. Предположим, что пористая среда имеет однородные и изотропные свойства, коэффициенты проницаемости и пористости известны.

Систему уравнений, которая описывает движение газа через разрушенную породу с учетом процессов теплообмена, запишем в виде

$$m \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} (r^v u \rho) = 0 \quad (1.1)$$

$$u = - \frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (1.2)$$

$$m \frac{\partial}{\partial t} (\rho e) + \frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} (r^v u \rho h) + Q = 0 \quad (1.3)$$

$$P = A_p T, \quad e = c_v T, \quad h = c_p T \quad (1.4)$$

В (1.1)–(1.4)  $\rho$  – плотность,  $u$  – скорость фильтрации,  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $\mu$  – вязкость,  $e$  – удельная внутренняя энергия,  $h$  – энтальпия газа,  $m$  – пористость,  $k$  – проницаемость среды,  $Q$  – слагаемое, которое учитывает теплообмен газа с поверхностью разрушенной породы;  $t$  – время,  $r$  – координата. В (1.1), (1.3)  $v=0$  соответствует плоскому течению газа,  $v=2$  – сферически-симметричному.

Начальные и граничные условия для системы уравнений (1.1)–(1.4) представим в виде

$$P(r, 0) = \begin{cases} P_0, & r=R \\ P_1, & r>R \end{cases} \quad (1.5)$$

$$T(r, 0) = T_1 + (T_0 - T_1) \exp\{-\alpha(r-R)\}, \quad r \geq R \quad (1.6)$$

$$P(R, t) = P_0 \varphi(t), \quad T(R, t) = [P_0 \varphi(t)]^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (1.7)$$

$$P(L, t) = P_1 \quad (1.8)$$

В (1.5)–(1.8)  $P_1$  – начальное давление газа в разрушенной породе,  $T_1$  – фоновая температура газа и среды,  $\alpha$  – коэффициент, который характеризует зависимость начальной температуры среды от расстояния [12],  $\gamma = c_p/c_v$  – отношение теплоемкостей газа,  $L$  – расстояние от центра сферической полости до плоской границы пористой среды. Функция  $\varphi(t)$ , соответствующая безразмерному давлению, определяется из закона сохранения массы газа в полости [15]

$$d\varphi/dt = -\gamma \varphi S w V^{-1}, \quad \varphi(0) = 1 \quad (1.9)$$

Здесь  $w$  – скорость утечки газа через поверхность полости,  $S$  – площадь поверхности, через которую происходит утечка газа,  $V$  – объем подземной полости.

Для кусков породы сферической формы уравнение теплопроводности имеет вид

$$cn \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\lambda}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( x^2 \frac{\partial T_s}{\partial x} \right), \quad 0 \leq x < a \quad (1.10)$$

где  $T_s(r, x, t)$  – температура,  $n$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности среды,  $x$  – расстояние от центра куска.

Радиус  $a$  сферических кусков предполагаем малым по сравнению с характерным размером фильтрационной задачи  $L$ , поэтому при решении задачи о теплопроводности  $r$  считается параметром.

Начальное распределение температуры для уравнения (1.9) совпадает с (1.6)

$$T_s(r, x, 0) = T(r, 0) \quad (1.11)$$

Граничные условия для задачи о теплопроводности среды принимаем в виде

$$h(T - T_s) = \lambda \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=a}, \quad \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad (1.12)$$

где  $h$  – коэффициент теплопередачи,  $a$  – радиус сферического куска.

Поток тепла в единице объема от газа к поверхности среды определяется выражением

$$Q = \sigma \lambda \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=a} \quad (1.13)$$

Здесь  $\sigma$  – удельная поверхность разрушенной породы.

**2. Метод решения.** Введем безразмерные переменные, параметры и характерные величины по формулам

$$\begin{aligned} r' &= rR^{-1}, & P' &= PP_0^{-1}, & T' &= TT_0^{-1}, & P_1' &= P_1P_0^{-1} \\ T_s' &= T_sT_0^{-1}, & T_1' &= T_1T_0^{-1}, & x' &= xa^{-1}, & L' &= LR^{-1} \\ Q' &= QQ_0^{-1}, & u' &= uu_0^{-1}, & t' &= tt_0^{-1}, & \alpha' &= \alpha R \\ b_i &= \frac{ha}{\lambda}, & b_s &= \frac{\sigma\lambda T_0}{a}, & x_s &= \frac{\mu\lambda R^2}{nckP_0a^2} \\ t_0 &= \frac{\mu R^2}{kP_0}, & u_0 &= \frac{kP_0}{\mu R}, & Q &= \frac{kP_0^2}{\mu R^2}, & c_0 &= P_0^{(\gamma-1)/\gamma} T_0^{-1} \end{aligned}$$

Далее штрихи в обозначениях (2.1) опустим, полагая, что  $r=r'$ ,  $P=P'$  и т. д. Подставив (1.4) в (1.1)–(1.3), преобразуем систему уравнений, которая описывает фильтрацию газа в подземной полости, к виду, удобному для численной реализации

$$m \frac{\partial P}{\partial t} + \gamma \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u P) + (\gamma - 1) Q = 0 \quad (2.2)$$

$$m \frac{\partial \ln T}{\partial t} + u \frac{\partial \ln T}{\partial r} = \frac{1}{\gamma P} \left( m \frac{\partial P}{\partial t} - Q \right) \quad (2.3)$$

$$u = - \frac{\partial P}{\partial r} \quad (2.4)$$

$$P(r, 0) = \begin{cases} 1, & r=1 \\ P_1, & r>1 \end{cases} \quad (2.5)$$

$$P(1, t) = \varphi(t), \quad P(L, t) = P_1 \quad (2.6)$$

$$T(r, 0) = T_1 + (1 - T_1) \exp\{-\alpha(r-1)\}, \quad T(1, t) = [\varphi(t)]^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (2.7)$$

$$Q = -b_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( x^2 \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) \quad (2.9)$$

$$\left. \frac{\partial T_s}{\partial t} \right|_{x=1} = b_i (T - T_s), \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (2.10)$$

Решение системы уравнений (2.2)–(2.4), (2.9) с граничными и начальными условиями (2.5)–(2.8), (2.10) проводилось численным методом с применением ЭВМ.

Подставив (2.4) в (2.2), получим квазилинейное уравнение параболического типа относительно давления газа  $P(r, t)$  в пористой среде. При численном решении (2.2) использовалась неявная разностная схема, которая имеет второй порядок аппроксимации по координате и первый порядок по времени [16]. Для аппроксимации уравнения (2.3) использовалась явно-неявная схема первого порядка точности [17]. Уравнение теплопроводности (2.9), как и (2.2), также аппроксимировалось по неявной разностной схеме. Поскольку уравнение (2.2) нелинейное, а соответствующее разностное уравнение линеаризованное, при численном решении использовались итерации. Хорошая точность достигалась при трех-четыре итерациях. Для решения неявных разностных уравнений применялся метод прогонки [16].

Расчеты фильтрации газа через разрушенную породу проводились при следующих значениях параметров:  $P_0/P_1=80$ ;  $T_0/T_1=3,3$ ;  $n=2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;

$a=0,1$  м;  $c_v=10^3$  Дж/кг/град;  $c=8 \cdot 10^2$  Дж/кг/град;  $m=0,1$ ;  $\gamma=1,4$ ;  $\mu=$   
 $=2,5 \cdot 10^{-5}$  н·с/м<sup>2</sup>,  $P_1=10^5$  н/м<sup>2</sup>,  $R=20$  м,  $K=10^{-11}$  м<sup>2</sup>,  $T_1=300$  К.

Удельная поверхность и проницаемость разрушенной породы определялись из выражений [18, 19]

$$\sigma=6(1-m)a^{-1}, \quad k=0,7 \cdot 10^{-2} m^3 \delta^2 (1-m)^{-2}$$

Здесь  $\delta$  — характерный размер пор ( $\delta=4 \cdot 10^{-3}$  м).

**3. Результаты и их обсуждение.** Скорость теплообмена газа с поверхностью породы определяется из эмпирического критериального уравнения [15, 20]

$$Nu=2+0,03Pr^{0,33}Re^{0,54}+0,35Pr^{0,356}Re^{0,58} \quad (3.1)$$

Здесь  $Nu$  — число Нуссельта,  $Re$  — число Рейнольдса,  $Pr$  — число Прандтля.

Остановимся на обсуждении возможных режимов фильтрации газа в пористой среде.

При изотермическом движении плотность, давление и скорость фильтрации газа определяются из уравнения непрерывности (1.1), уравнения состояния (1.4) и закона Дарси (1.2). Из уравнения сохранения энергии (1.3) с учетом (1.1), (1.4) получаем

$$\frac{1}{r^v} \frac{\partial}{\partial r} (r^v u P) + \frac{Q}{(c_p - c_v) T} = 0 \quad (3.2)$$

Выражение (3.2) является условием, при котором реализуется изотермическая фильтрация газа. В данном случае  $Q$  — тепловая энергия, передаваемая пористой средой газу для поддержания постоянной температуры. Для того чтобы выполнялось приближение изотермической фильтрации газа, необходимо, во-первых, чтобы характерное время теплообмена газа со средой было много меньше характерного времени движения газа в пористой среде и, во-вторых, чтобы теплоемкость породы была много больше теплоемкости фильтрующегося газа. Если не выполняется первое условие, то температура газа уменьшается, поскольку пористая среда не «успевает» его нагреть. При малой теплоемкости пористой среды ее потери энергии на нагревание газа сравнимы с величиной самой энергии и поэтому температура породы будет уменьшаться вместе с температурой фильтрующегося газа.

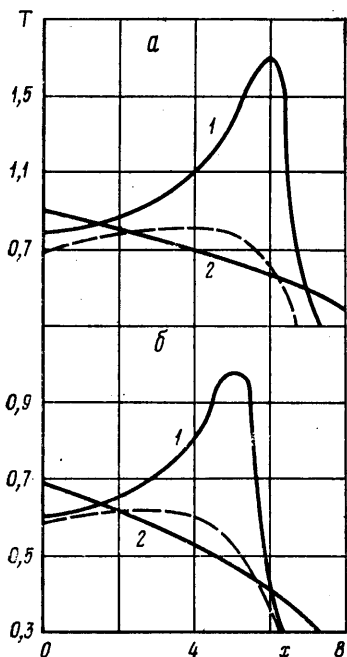
Используя (3.1) для оценки характерного времени теплообмена, получаем, что при движении газа через разрушенную породу приближение изотермической фильтрации газа, вообще говоря, не реализуется, хотя разрушенная порода имеет большую теплоемкость.

Адиабатическому движению газа соответствует  $Q=0$ . Из (2.2) при  $Q=0$  получаем, что уравнение для давления газа при адиабатической фильтрации имеет такой же вид, что и для изотермического движения, если ввести замену  $\tau=\gamma t$ . Из сказанного следует, что профили давления газа в пористой среде при адиабатическом движении газа соответствуют изотермическому движению в момент времени  $t_a=t_i \gamma^{-1}$ . В фиксированный момент времени профили давления газа при адиабатическом движении газа в пористой среде будут более пологими, чем при изотермической фильтрации газа. Из (2.2) и (2.3) видно, что при  $Q=0$  на характеристике  $dr/dt=u$  температура газа со временем увеличивается.

Используя (1.1)–(1.3) и термодинамические соотношения [21], получаем, что энтропия при движении газа в пористой среде определяется уравнением

$$\rho T \frac{dS}{dt} = -v \frac{\partial P}{\partial r} \quad (3.3)$$

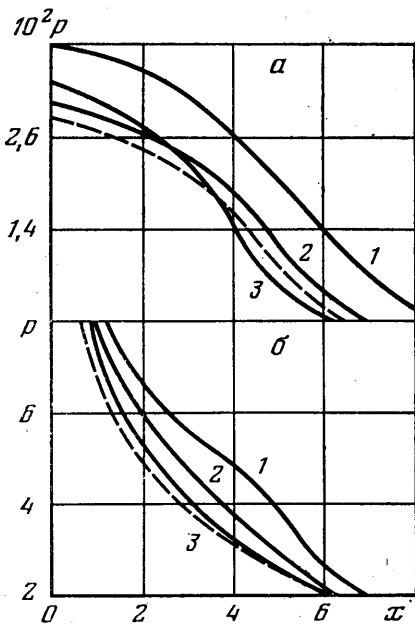
Здесь  $S(r, t)$  — энтропия газа,  $d/dt$  — субстанциональная производная. Из (3.3) следует, что практически приближение изэнтропической фильтрации газа выполняется при малых значениях скорости.



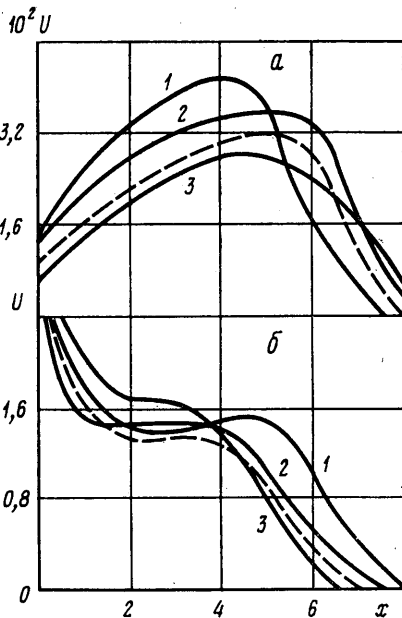
Фиг. 1

На фиг. 1–5 представлены некоторые результаты численного решения задачи о фильтрации нагретого газа из подземной полости.

Фигура 1 иллюстрирует зависимость температуры газа от расстояния в момент времени  $t=1,2$  при фильтрации через разрушенную породу (фиг. 1, *a* соответствует плоскому случаю,  $v=0$ , фиг. 1, *b* — сферически-симметричному,  $v=2$ ). Кривые 1 описывают зависимость температуры газа при адиабатическом режиме фильтрации ( $Q=0$ ,  $b_i=0$ ), кривые 2 соответствуют изэнтропическому движению газа, штриховые кривые показывают температурные зависимости с учетом процесса теплообмена газа с пористой средой ( $b_i=0,01$ ). Из фиг. 1 видно, что при адиабатическом движении температура фильтрующегося газа в разрушенной породе повышается с расстоянием. Это обстоятельство объясняется тем, что работа сил трения между газом и пористой средой при  $Q=0$  переходит в тепловую энергию газа. Явление повышения температуры газа с расстоянием возможно и при учете теплообмена газа с пористой средой, если теплопроводность породы невелика. В [8] при численном решении автомоделной задачи также получено увеличение температуры газа с расстоянием. Однако такое повышение температуры автор [8] объясняет эффектом Джоуля — Томсона. Известно [22], что эффект Джоуля — Томсона обусловлен отклонениями газа от идеальности, тогда как решение [8], как и расчеты в данной работе, проводилось для идеального газа. Указанное повышение температу-



Фиг. 2



Фиг. 3

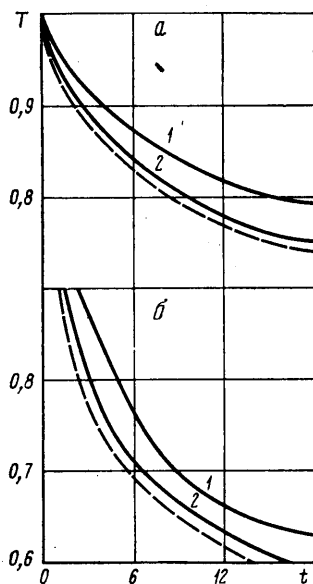
ры с расстоянием при адиабатической фильтрации газа — типичное проявление преобразования кинетической энергии в тепловую.

На фиг. 2 представлены зависимости давления газа в пористой среде при  $t=1,2$  для различных режимов фильтрации: изэнтропическое движение (кривая 1), адиабатическое (кривая 2), изотермическое (кривая 3) и фильтрация с учетом теплообмена газа с пористой средой ( $b_i=0,01$ , штриховая кривая). Фигура 2, *a* соответствует

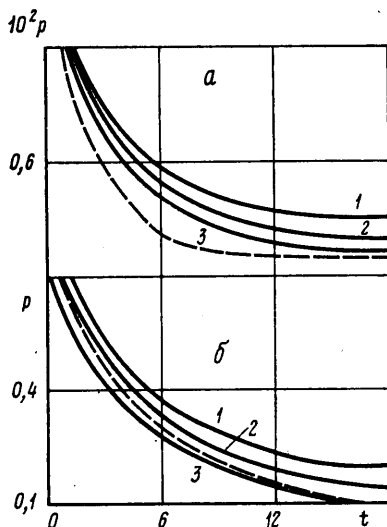
плоскому движению газа, 2, б – сферически-симметричному. Из фигуры видно, что качественных различий для зависимостей давлений газа в пористой среде нет. Имеют место лишь количественные различия.

Зависимости скоростей движения газа от расстояния при  $t=1,2$  для различных режимов фильтрации (кривая 1 – изэнтропическое движение, 2 – адиабатическое, 3 – изотермическое, штриховая кривая –  $b_t=0,01$ ) показаны на фиг. 3. В поведении скоростей газа также нет качественных отличий, что согласуется с зависимостями давления газа в пористой среде.

На фиг. 4–5 представлены временные зависимости давления и температуры газа в подземной полости при различных режимах движения газа через разрушенную



Фиг. 4



Фиг. 5

поруду. Обозначения на фиг. 4–5 соответствуют обозначениям на фиг. 1–3. Заметные различия в значениях давлений и температур газа в подземной полости начинаются с  $t \approx 0,5$ . Однако эти различия связаны не с влиянием процесса теплообмена газа с пористой средой, а с различной скоростью утечки газа из полости при различных режимах фильтрации газа через разрушенную породу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Израэль Ю. А. Мирные ядерные взрывы и окружающая среда. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 136 с.
2. Израэль Ю. А. Радиоактивность при камуфлетных подземных ядерных взрывах. — Peaceful nuclear explosions. Proc. Pan. Vienna. Int. Atomic Energy Agency, PL-388/22, 1970, p. 231–240.
3. Кедровский О. Л. Применение подземных ядерных взрывов в промышленности и строительстве. — Peaceful Nuclear Explosions. Proc. of a Panel Vienna. Int. Atomic Energy Agency, PL-388/20, 1970, p. 377–404.
4. Адушкин В. В., Каазик П. Б. Расчет выхода газообразных продуктов подземного взрыва в атмосферу. — ПМТФ, 1976, № 1, с. 111–120.
5. Куликова В. И. Кинетика утечки продуктов детонации при взрыве в пористом грунте. — Физика горения и взрыва, 1972, № 4, с. 552–558.
6. Бондаренко А. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А. Автомодельное решение задачи о течении газа через пористую среду в режиме турбулентной фильтрации. — ПММ, 1980, т. 44, № 3, с. 573–577.
7. Кудряшов Н. А., Мурзенко В. В. Автомодельное решение задачи осесимметричного движения газа через пористую среду при квадратичном законе сопротивления. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 4, с. 168–171.
8. Morrison F. A. Jr. Transient gas flow in a porous column. — Ind. and Eng. Chem. Fundam., 1972, v. 11, № 2, p. 191–197.
9. Morrison F. A. Jr. Transient multiphase multicomponent flow in a porous media. — Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, v. 16, № 12, p. 2331–2341.

10. *Басанский Е. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А.* Распространение радионуклидов через раздробленную породу под действием избыточного давления продуктов взрыва.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1980, № 2, с. 62—69.
11. *Басанский Е. Г., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А.* Расчет двумерного распространения примеси в пористой среде при нестационарной фильтрации газа.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1982, № 5, с. 61—68.
12. *Егоров В. А., Колобашкин В. М., Кудряшов Н. А.* Температура и давление газов в полости подземного взрыва.— *Физика горения и взрыва*, 1979, т. 15, № 5, с. 113—119.
13. *Бобровский С. В., Гоголев В. М., Замышляев Б. В., Ложкина В. П.* Динамика изменения состояния вещества в центральной области при камуфлетных взрывах в каменной соли.— *Физика горения и взрыва*, 1981, т. 17, № 4, с. 122—129.
14. *Бондарев Э. А., Николаевский В. Н.* Конвективная диффузия в пористых средах с учетом явления адсорбции.— *ПМТФ*, 1962, № 5, с. 128—134.
15. *Захарова И. Г.* Расчет утечки продуктов детонации из камуфлетной полости при взрыве.— *Физика горения и взрыва*, 1981, т. 17, № 3, с. 149—151.
16. *Самарский А. А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1977, 656 с.
17. *Калиткин Н. Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
18. *Полубаринова-Кочина П. Я.* Теория движения грунтовых вод. М.: Наука, 1977. 664 с.
19. *Кадет В. В., Ловецкий Е. Е., Селяков В. И., Сироткин В. К.* Влияние камуфлетного взрыва на фильтрационные характеристики хрупкой среды.— *ПМТФ*, 1981, № 1, с. 144—151.
20. *Тимофеев Д. П.* Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962, 252 с.
21. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954, 795 с.
22. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с. 73.

Москва

Поступила в редакцию  
18.1.1983