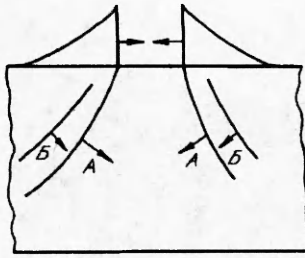


Рис. 3.



ких отколов однозначно указывает, что они образованы при взаимодействии УВР в стальных образцах. Схема течения в образце представлена на рис. 3, где А — ударная волна сжатия, В — ударная волна разрежения.

Из геометрических соображений следует, что плоскость столкновения двух УВР располагается под углом к оси образца, и, таким образом, образующиеся отколы будут иметь форму двугранного угла. Появление узких гладких поверхностей (см. рис. 1) вблизи линии, соответствующей вершине двугранного угла, также связано с возникновением в этой зоне скачкообразного изменения давления, приводящего к образованию УВР. В простейшей схеме течения (см. рис. 2) эти УВР не объясняются.

В качестве характеристики описанных гладких отколов в виде двугранного угла можно выбрать расстояние от его вершины до поверхности, на которой располагался заряд ВВ (обозначено H на рис. 1). Следует отметить, что при вариации состава ВВ одной и той же толщины это расстояние изменяется. Результаты экспериментов для трех использованных в опытах ВВ представлены в таблице. Из нее следует, что на расстояние до вершины двугранного угла гладкого откола сильно влияют как толщина Δ , так и состав ВВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (093-013-16504).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. — М.: Изд-во АН СССР, 1946.
2. Иванов А.Г., Новиков С.А., Тарасов Ю.И. // ФТТ. — 1962. — 4, Вып. 1.
3. Иванов А.Г., Новиков С.А. // ЖЭТФ. — 1961. — 40, Вып. 6.
4. Erkman J.O. // Smooth spalls and polymorphisum of iron // J. Appl. Phys. — 1961. — 32, N 5.
5. Грязнов Е.Ф., Одинцов В.А., Селиванов В.А. // Изв. АН СССР, Механика твердого тела. — 1976. — № 6.
6. Ананьин А.В., Канель Г.Н. // ФГВ. — 1981. — 17, № 3.

607200, г. Арзамас-16,
ВНИИЭФ

Поступила в редакцию
11/XI 1993

УДК 533.6.011.72

С.В. Куликов, О.Н. Терновая, С.Л. Черешнев

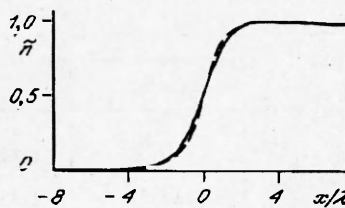
СПЕЦИФИКА ЭВОЛЮЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ ОДНОКОМПОНЕНТНОГО ГАЗА ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ СКОРОСТЯМ ВО ФРОНТЕ УВ

Представлены результаты выполненных с повышенной точностью расчетов функций распределения однокомпонентного газа по скоростям во фронте ударных волн с числами Маха 3, 4, 5 и 10. Использовались параллельно нестационарный метод статистического моделирования и метод Мотт-Смита. Сталкивающиеся молекулы представлялись в виде твердых сфер. Во всех рассмотренных случаях функции распределения пар частиц по относительным скоростям в определенных пространственных сечениях фронта незначительно превышают (1—2 %) их равновесные значения за волной в области тепловых скоростей.

Поступательная неравновесность молекул газа, возникающая во фронте ударной волны (УВ), лежит в основе многих специфических явлений,

© С.В. Куликов, О.Н. Терновая, С.Л. Черешнев, 1994.

наблюдаемых в скачке уплотнения. Это и обуславливает интерес к исследованиям в данной области. Ранее численными методами изучалась поступательная неравновесность во фронте УВ в газах [1—7]. Наиболее интересные результаты получены для тяжелой примеси в легком газе. Показано, что для пар тяжелых частиц и смешанных пар функции распределения при больших относительных скоростях g при движении через фронт проходят через максимум [3, 5—7]. Это явление обнаруживалось при числах Маха $M > 2$. В однокомпонентном газе не удалось найти подобный эффект. Упомянутый выше «перехлест» функций распределения пар частиц по относительным скоростям может привести к тому, как непосредственно показано в [7—10], что в подобных реагирующих смесях коэффициент скорости химической реакции во фронте будет превышать его равновесное значение за волной.



В данной работе более детально численно исследовалась поступательная неравномерность во фронте УВ в однокомпонентном газе.

Использовались нестационарный метод статистического моделирования [5, 10] и моментный метод Мотт-Смита [11]. В последнем случае функции распределения частиц по скоростям не привязывались к конкретному сечению ударного фронта, а исследовался их вид при различных значениях весового параметра b , при прохождении газа через фронт УВ $v = 0 \div 1$. Таким образом, распределение молекулярных скоростей c давалось формулой

$$F(b, c) = \{(1 - b)n_0F_0(c) + bn_1F_1(c)\} / [(1 - b)n_0 + bn_1]. \quad (1)$$

Здесь F_0 и F_1 — «холодное» и «горячее» распределения перед и за волной;

$$F_1(c) = \left(\frac{m}{2\pi kT_1}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m(c - u_1)^2}{2kT_1}\right];$$

m — масса молекулы; n_i , T_i , u_i — числовая плотность, температура и скорость газового потока перед ($i = 0$) и за ($i = 1$) волной; k — постоянная Больцмана. Из формулы (1) получено следующее выражение для функции распределения пар частиц по относительным скоростям:

$$G(b, g) = [(1 - b)^2 n_0^2 G_0(g) + b^2 n_1^2 G_1(g) + 2b(1 - b)n_0 n_1 G_{01}(g)] / [(1 - b)n_0 + bn_1]^2,$$

где G_0 , G_1 , G_{01} — «холодная», «горячая» и перекрестная моды распределений. Распределения G_0 и G_1 являются максвеллианами по относительным скоростям:

$$G_i(g) = \frac{1}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{kT_i}\right)^{3/2} g^2 \exp\left[-\frac{mg^2}{4kT_i}\right],$$

а перекрестная мода

$$G_{01}(g) = \left[\frac{m}{2\pi k(T_0 + T_1)}\right]^{1/2} \frac{g}{u} \left(\exp\left[-\frac{m(g - u)^2}{2k(T_0 + T_1)}\right] - \exp\left[-\frac{m(g + u)^2}{2k(T_0 + T_1)}\right]\right),$$

$$u = u_0 - u_1 = \frac{3}{4} a(M - 1/M),$$

где a — скорость звука в газе перед волной.

Статистическое моделирование проведено при большом среднем числе частиц в ячейке для того, чтобы повысить точность результатов. Перед волной это число $N = 96$. Сталкивающиеся частицы рассматривались как твердые сферы. Одномерная область моделирования поделена на 120 ячеек размером $\Delta x = 0,15\lambda$, где λ — средняя длина свободного пробега в газе перед волной.

Таблица 1

g/a	G при				
	$b = 0,7$	$b = 0,8$	$b = 0,9$	$\frac{x}{\lambda} = 0,2$	$b = 1$
1,182	$8,950 \cdot 10^{-3}$	$6,126 \cdot 10^{-3}$	$4,858 \cdot 10^{-3}$	$6,962 \cdot 10^{-3}$	$4,573 \cdot 10^{-3}$
1,969	$1,615 \cdot 10^{-2}$	$1,355 \cdot 10^{-2}$	$1,246 \cdot 10^{-2}$	$1,485 \cdot 10^{-2}$	$1,230 \cdot 10^{-2}$
2,757	$2,355 \cdot 10^{-2}$	$2,289 \cdot 10^{-2}$	$2,227 \cdot 10^{-2}$	$2,415 \cdot 10^{-2}$	$2,297 \cdot 10^{-2}$
3,545	$3,415 \cdot 10^{-2}$	$3,467 \cdot 10^{-2}$	$3,515 \cdot 10^{-2}$	$3,548 \cdot 10^{-2}$	$3,561 \cdot 10^{-2}$
4,333	$4,691 \cdot 10^{-2}$	$4,782 \cdot 10^{-2}$	$4,852 \cdot 10^{-2}$	$4,813 \cdot 10^{-2}$	$4,907 \cdot 10^{-2}$
5,120	$5,993 \cdot 10^{-2}$	$6,093 \cdot 10^{-2}$	$6,167 \cdot 10^{-2}$	$6,058 \cdot 10^{-2}$	$6,228 \cdot 10^{-2}$
5,908	$7,192 \cdot 10^{-2}$	$7,288 \cdot 10^{-2}$	$7,354 \cdot 10^{-2}$	$7,203 \cdot 10^{-2}$	$7,402 \cdot 10^{-2}$
6,696	$8,196 \cdot 10^{-2}$	$8,277 \cdot 10^{-2}$	$8,327 \cdot 10^{-2}$	$8,147 \cdot 10^{-2}$	$8,358 \cdot 10^{-2}$
7,484	$8,935 \cdot 10^{-2}$	$8,994 \cdot 10^{-2}$	$9,022 \cdot 10^{-2}$	$8,855 \cdot 10^{-2}$	$9,032 \cdot 10^{-2}$
8,271	$9,368 \cdot 10^{-2}$	$9,401 \cdot 10^{-2}$	$9,406 \cdot 10^{-2}$	$9,274 \cdot 10^{-2}$	$9,392 \cdot 10^{-2}$
9,059	$9,481 \cdot 10^{-2}$	$9,490 \cdot 10^{-2}$	$9,472 \cdot 10^{-2}$	$9,401 \cdot 10^{-2}$	$9,437 \cdot 10^{-2}$
9,847	$9,287 \cdot 10^{-2}$	$9,276 \cdot 10^{-2}$	$9,240 \cdot 10^{-2}$	$9,208 \cdot 10^{-2}$	$9,191 \cdot 10^{-2}$
10,634	$8,823 \cdot 10^{-2}$	$8,779 \cdot 10^{-2}$	$8,754 \cdot 10^{-2}$	$8,773 \cdot 10^{-2}$	$8,696 \cdot 10^{-2}$
11,422	$8,143 \cdot 10^{-2}$	$8,114 \cdot 10^{-2}$	$8,066 \cdot 10^{-2}$	$8,135 \cdot 10^{-2}$	$8,007 \cdot 10^{-2}$
12,210	$7,309 \cdot 10^{-2}$	$7,283 \cdot 10^{-2}$	$7,239 \cdot 10^{-2}$	$7,341 \cdot 10^{-2}$	$7,186 \cdot 10^{-2}$
12,998	$6,388 \cdot 10^{-2}$	$6,370 \cdot 10^{-2}$	$6,336 \cdot 10^{-2}$	$6,441 \cdot 10^{-2}$	$6,294 \cdot 10^{-2}$
13,875	$5,442 \cdot 10^{-2}$	$5,435 \cdot 10^{-2}$	$5,414 \cdot 10^{-2}$	$5,503 \cdot 10^{-2}$	$5,384 \cdot 10^{-2}$
14,573	$4,522 \cdot 10^{-2}$	$4,527 \cdot 10^{-2}$	$4,519 \cdot 10^{-2}$	$4,596 \cdot 10^{-2}$	$4,503 \cdot 10^{-2}$
15,361	$3,668 \cdot 10^{-2}$	$3,684 \cdot 10^{-2}$	$3,688 \cdot 10^{-2}$	$3,736 \cdot 10^{-2}$	$3,684 \cdot 10^{-2}$
16,149	$2,907 \cdot 10^{-2}$	$2,931 \cdot 10^{-2}$	$2,944 \cdot 10^{-2}$	$2,972 \cdot 10^{-2}$	$2,951 \cdot 10^{-2}$
16,936	$2,252 \cdot 10^{-2}$	$2,281 \cdot 10^{-2}$	$2,301 \cdot 10^{-2}$	$2,298 \cdot 10^{-2}$	$2,315 \cdot 10^{-2}$
17,724	$1,708 \cdot 10^{-2}$	$1,738 \cdot 10^{-2}$	$1,761 \cdot 10^{-2}$	$1,739 \cdot 10^{-2}$	$1,779 \cdot 10^{-2}$
18,512	$1,268 \cdot 10^{-2}$	$1,298 \cdot 10^{-2}$	$1,321 \cdot 10^{-2}$	$1,290 \cdot 10^{-2}$	$1,340 \cdot 10^{-2}$
19,300	$9,223 \cdot 10^{-3}$	$9,494 \cdot 10^{-3}$	$9,714 \cdot 10^{-3}$	$9,305 \cdot 10^{-3}$	$9,895 \cdot 10^{-3}$
20,087	$6,579 \cdot 10^{-3}$	$6,813 \cdot 10^{-3}$	$7,005 \cdot 10^{-3}$	$6,594 \cdot 10^{-3}$	$7,167 \cdot 10^{-3}$
20,875	$4,605 \cdot 10^{-3}$	$4,796 \cdot 10^{-3}$	$4,956 \cdot 10^{-3}$	$4,526 \cdot 10^{-3}$	$5,092 \cdot 10^{-3}$
21,663	$3,164 \cdot 10^{-3}$	$3,314 \cdot 10^{-3}$	$3,442 \cdot 10^{-3}$	$3,075 \cdot 10^{-3}$	$3,550 \cdot 10^{-3}$
22,451	$2,135 \cdot 10^{-3}$	$2,249 \cdot 10^{-3}$	$2,346 \cdot 10^{-3}$	$2,028 \cdot 10^{-3}$	$2,429 \cdot 10^{-3}$
23,238	$1,416 \cdot 10^{-3}$	$1,499 \cdot 10^{-3}$	$1,570 \cdot 10^{-3}$	$1,317 \cdot 10^{-3}$	$1,632 \cdot 10^{-3}$
24,026	$9,231 \cdot 10^{-4}$	$9,818 \cdot 10^{-4}$	$1,032 \cdot 10^{-3}$	$8,546 \cdot 10^{-4}$	$1,076 \cdot 10^{-3}$
24,814	$5,916 \cdot 10^{-4}$	$6,318 \cdot 10^{-4}$	$6,665 \cdot 10^{-4}$	$5,223 \cdot 10^{-4}$	$6,967 \cdot 10^{-4}$
25,601	$3,728 \cdot 10^{-4}$	$3,996 \cdot 10^{-4}$	$4,228 \cdot 10^{-4}$	$3,242 \cdot 10^{-4}$	$4,430 \cdot 10^{-4}$
26,389	$2,311 \cdot 10^{-4}$	$2,484 \cdot 10^{-4}$	$2,635 \cdot 10^{-4}$	$1,938 \cdot 10^{-4}$	$2,767 \cdot 10^{-4}$

Урновая схема использовалась для моделирования этапа столкновений, который рассчитывался несколько раз подряд (K), и только после этого моделировался этап перемещений молекул. Следовательно, время расщепления

$$\Delta t = K\Delta t_y.$$

Т а б л и ц а 2

g/a	G при				
	$b = 0,7$	$b = 0,8$	$b = 0,9$	$\frac{x}{\lambda} = 1,35$	$b = 1$
0,252	$3,080 \cdot 10^{-3}$	$2,829 \cdot 10^{-3}$	$2,724 \cdot 10^{-3}$	$3,491 \cdot 10^{-3}$	$2,712 \cdot 10^{-3}$
0,757	$2,611 \cdot 10^{-2}$	$2,434 \cdot 10^{-2}$	$2,361 \cdot 10^{-2}$	$2,349 \cdot 10^{-2}$	$2,354 \cdot 10^{-2}$
1,262	$6,506 \cdot 10^{-2}$	$6,205 \cdot 10^{-2}$	$6,086 \cdot 10^{-2}$	$5,951 \cdot 10^{-2}$	$6,083 \cdot 10^{-2}$
1,767	0,1105	0,1078	0,1068	0,1044	0,1069
2,272	0,1543	0,1531	0,1527	0,1496	0,1529
2,776	0,1904	0,1905	0,1906	0,1873	0,1906
3,281	0,2138	0,2144	0,2145	0,2118	0,2142
3,786	0,2214	0,2221	0,2219	0,2202	0,2213
4,291	0,2134	0,2139	0,2135	0,2131	0,2127
4,796	0,1925	0,1929	0,1926	0,1933	0,1918
5,301	0,1633	0,1638	0,1636	0,1653	0,1631
5,805	0,1307	0,1314	0,1315	0,1338	0,1313
6,310	$9,904 \cdot 10^{-2}$	$9,989 \cdot 10^{-2}$	0,1003	0,1028	0,1004
6,815	$7,120 \cdot 10^{-2}$	$7,215 \cdot 10^{-2}$	$7,277 \cdot 10^{-2}$	$7,501 \cdot 10^{-2}$	$7,316 \cdot 10^{-2}$
7,320	$4,868 \cdot 10^{-2}$	$4,962 \cdot 10^{-2}$	$5,031 \cdot 10^{-2}$	$5,200 \cdot 10^{-2}$	$5,082 \cdot 10^{-2}$
7,825	$3,172 \cdot 10^{-2}$	$3,255 \cdot 10^{-2}$	$3,321 \cdot 10^{-2}$	$3,448 \cdot 10^{-2}$	$3,373 \cdot 10^{-2}$
8,329	$1,974 \cdot 10^{-2}$	$2,041 \cdot 10^{-2}$	$2,095 \cdot 10^{-2}$	$2,177 \cdot 10^{-2}$	$2,140 \cdot 10^{-2}$
8,834	$1,175 \cdot 10^{-2}$	$1,224 \cdot 10^{-2}$	$1,266 \cdot 10^{-2}$	$1,323 \cdot 10^{-2}$	$1,301 \cdot 10^{-2}$
9,339	$6,699 \cdot 10^{-3}$	$7,037 \cdot 10^{-3}$	$7,324 \cdot 10^{-3}$	$7,614 \cdot 10^{-3}$	$7,571 \cdot 10^{-3}$
9,844	$3,666 \cdot 10^{-3}$	$3,881 \cdot 10^{-3}$	$4,066 \cdot 10^{-3}$	$4,248 \cdot 10^{-3}$	$4,226 \cdot 10^{-3}$
10,349	$1,927 \cdot 10^{-3}$	$2,055 \cdot 10^{-3}$	$2,166 \cdot 10^{-3}$	$2,245 \cdot 10^{-3}$	$2,263 \cdot 10^{-3}$
10,853	$9,744 \cdot 10^{-4}$	$1,046 \cdot 10^{-3}$	$1,108 \cdot 10^{-3}$	$1,138 \cdot 10^{-3}$	$1,163 \cdot 10^{-3}$
11,358	$4,741 \cdot 10^{-4}$	$5,118 \cdot 10^{-4}$	$5,450 \cdot 10^{-4}$	$5,598 \cdot 10^{-4}$	$5,741 \cdot 10^{-4}$
11,863	$2,221 \cdot 10^{-4}$	$2,410 \cdot 10^{-4}$	$2,575 \cdot 10^{-4}$	$2,621 \cdot 10^{-4}$	$2,721 \cdot 10^{-4}$
12,368	$1,002 \cdot 10^{-4}$	$1,092 \cdot 10^{-4}$	$1,170 \cdot 10^{-4}$	$1,166 \cdot 10^{-4}$	$1,240 \cdot 10^{-4}$
12,873	$4,356 \cdot 10^{-5}$	$4,759 \cdot 10^{-5}$	$5,114 \cdot 10^{-5}$	$4,793 \cdot 10^{-5}$	$5,430 \cdot 10^{-5}$
13,378	$1,823 \cdot 10^{-5}$	$1,997 \cdot 10^{-5}$	$2,150 \cdot 10^{-5}$	$2,166 \cdot 10^{-5}$	$2,286 \cdot 10^{-5}$
13,884	$7,352 \cdot 10^{-6}$	$8,065 \cdot 10^{-6}$	$8,695 \cdot 10^{-6}$	$8,756 \cdot 10^{-6}$	$9,257 \cdot 10^{-6}$
14,387	$2,854 \cdot 10^{-6}$	$3,135 \cdot 10^{-6}$	$3,384 \cdot 10^{-6}$	$3,561 \cdot 10^{-6}$	$3,605 \cdot 10^{-6}$
14,892	$1,067 \cdot 10^{-6}$	$1,173 \cdot 10^{-6}$	$1,267 \cdot 10^{-6}$	$1,299 \cdot 10^{-6}$	$1,351 \cdot 10^{-6}$

Здесь Δt_y — время моделирования одного этапа столкновений, $\Delta t_y = 0,0001$. (Подобная процедура описана в [7, 12, 13].)

Расчеты выполнены двумя указанными выше способами для $M = 3, 4, 5$ и 10. Профили концентраций молекул газа, полученные для $M = 4$ (сплошная кривая) и 10 (штриховая), приведены на рисунке. Данные концентрации выражены в относительных величинах ($\bar{n} = (n - n_0)/(n_1 - n_0)$, где n — текущее значение концентрации). Расстояние вдоль по потоку x , отложенное на рисунке, нормировано на λ . Оба используемые метода расчетов привели к почти одинаковым результатам. Функции распределения пар частиц по относительным скоростям про-

слеживались при статистическом моделировании до значений порядка 10^{-6} . Превышения значений функций G во фронте над их равновесными значениями за волной при больших относительных скоростях не обнаружено. Однако достоверно найдено подобное слабое превышение в области тепловых скоростей для всех рассмотренных случаев.

Результаты расчетов функций распределения пар частиц по g , полученные при различных значениях весового параметра b и расстояния x , приведены в табл. 1 для $M = 10$ и в табл. 2 для $M = 4$. Относительная скорость нормировалась на a , т.е. $g' = g/a$. При этом $\int_0^{\infty} G(g') dg' = 1$. Эффект превышения в области тепловых скоростей для $M = 10$ проявляется при $b \geq 0,5$ и $x/\lambda > 0$, что и видно из табл. 1. Он составлял не более 1—2%. Среднеквадратичная ошибка представленных в табл. 1 результатов моделирования равна при $g/a = 12,998, 16,146$ и $20,087$ соответственно $0,00011, 0,0001$ и $0,000046$.

При $M = 4$ функции распределения частиц по относительным скоростям во фронте превышают их равновесные значения за волной, согласно результатам расчетов по методу Мотт-Смита при $b \geq 0,7$ и по методу статистического моделирования при $x \geq 0,6\lambda$. Эффект превышения при $M \geq 4$ не превосходит 1—2%. Это иллюстрирует табл. 2, где приведены результаты, полученные при $b = 0,7, 0,8, 0,9$ и $1,0$, $x \geq 1,35\lambda$. Среднеквадратичная ошибка результатов статистического моделирования σ при $g/a = 8,329$ составила $0,00012$.

Следует отметить, что с уменьшением числа M возникает некоторое качественное различие между результатами, полученными рассматриваемыми методами. Статистическое моделирование в отличие от расчетов по методу Мотт-Смита приводит к увеличению скоростного интервала проявления эффекта «перехлеста» величины G за счет продвижения в область больших g .

Достоверность представленных результатов подтверждает еще раз, что эффект обнаружен двумя совершенно различными способами расчета. Его получение по методу Мотт-Смита показывает, что он обусловлен наличием во фронте волны заметной доли быстрых молекул, движущихся среди уже затормозившихся. Малость найденного эффекта не умаляет его значения в качественном аспекте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берд Г.А. // Вычислительные методы в динамике разреженных газов. — М.: Мир, 1960. — С. 140.
2. Bird G.A. // Proc. 10th Intern. Shock. Tube Symp. — Kyoto, 1975. — С. 284.
3. Bird G.A. Reref. Gas Dynam. 14th Intern. Symp. — Tokyo, 1984. — Vol. 1. — P. 175.
4. Holtz T., Muntz E.P. // Phys. Fluids. — 1982. — 26, N 9. — P. 2425.
5. Генич А.П., Куликов С.В., Манелис Г.Б. и др. // Журн. вычисл. матем. и мат. физики. — 1986. — 26, N 12. — С. 1839.
6. Генич А.П., Куликов С.В., Манелис Г.Б. и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1990. — N 2. — С. 144.
7. Genich A.P., Kulikov S.V., Manelis G.B. et al // Sov. Tech. Rev. V. Therm. Phys. — 1992. — 4, N 1.
8. Белоцерковский О.М., Генич А.П., Куликов С.В. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика и горение: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву. — Черногловка, 1986.
9. Белоцерковский О.М., Генич А.П., Куликов С.В. и др. // Численные и аналитические методы в динамике разреженных газов: Тр. VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. — М., 1986. — С. 95.
10. Genich A.P., Kulikov S.V., Manelis G.B. et al // Reref. Gas Dynam. 17th Symp. — Aachen, 1991. — P. 175.
11. Mott-Smith H.M. // Phys. Rev. — 1951. — 82, N 6. — P. 885.
12. Куликов С.В., Соловьева М.Е. // Журн. вычисл. матем. и мат. физики. — 1988. — 28, N 12. — С. 1867.
13. Serikov V.V. Reref. Gas. Dynam. 17th Symp. — Aachen, 1991. — P. 808.

142432, п. Черногловка,
ИХФЧ

Поступила в редакцию
21/VII 1993