

УДК 533.9

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНА В НЕОНЕ ПРИ ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С. А. Майоров

Проанализированы особенности функции распределения электронов по энергии при их дрейфе в одноатомном газе. Рассмотрен случай дрейфа электронов в неоне в типичных условиях экспериментов с пылевыми структурами в плазме. Приведены результаты расчетов энергобаланса электронов и характеристик дрейфа в электрическом поле при напряженностях $0.1 < E/N < 1000$ Td с учетом неупругих столкновений.

Ключевые слова: дрейф электронов в газе, электрон-атомные столкновения.

Диффузия и дрейф электронов в газах исследованы достаточно подробно во многих работах (см., напр., книги [1–3]). Однако в большинстве работ по пылевой плазме (см., напр., обзор [4]) полагается, что электроны в газовом разряде имеют максвелловское распределение с температурой, определяемой из эксперимента.

Хорошо известно, что функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в газовом разряде постоянного тока при пониженном давлении газа сильно отличается от распределения Максвелла. Особенно велики отличия в области энергий, в несколько раз превышающих среднюю энергию электронов (температуру).

В настоящей работе рассмотрена модель электрон-атомных столкновений, позволяющая правильно учитывать энергобаланс электронов, в том числе и при неупругих столкновениях. На основе численного эксперимента протабулированы характеристики функции распределения электронов по скоростям, энергетические характеристики дрейфа электронов в постоянном электрическом поле.

Рассчитаны значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, средние энергии электрона, приводящие к актам возбуждения и ионизации атомов, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих

столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда. Кроме того, рассмотрена диффузия электронов вдоль и поперек электрического поля и получена зависимость коэффициентов диффузии от времени диффузии. Приведенные данные могут использоваться при анализе экспериментов с пылевой плазмой.

Энергобаланс электронов. При дрейфе в электрическом поле электроны приобретают энергию от электрического поля. За счет джоулева нагрева при дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле за единицу времени электрон приобретает в среднем энергию

$$Q_{EW} = eEW, \quad (1)$$

здесь e – заряд электрона, E – напряженность электрического поля, W – скорость дрейфа. Рассмотрим случай, при котором энергия электронов значительно превышает энергию атомов. Тогда в стационарном, пространственно-однородном случае энергия, получаемая электроном, теряется в упругих столкновениях с атомами, затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию, кроме того, электроны уносят или приобретают энергию при рекомбинации:

$$Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{ex} + Q_{ion} + Q_{rec}. \quad (2)$$

Здесь в правой части представлены соответствующие средние энергопотери одного электрона за единицу времени (при рекомбинации электрон может и приобретать энергию, например, при тройной рекомбинации).

Процессы возбуждения, ионизации и рекомбинации в реальных условиях чаще всего не могут быть учтены в рамках пространственно-однородной модели. Тем не менее, примем следующую модель, в которой рассматривается пространственно-однородный стационарный поток электронов:

1) Атомы газа имеют максвелловское распределение по скоростям и не меняют своей температуры из-за столкновений с электронами;

2) Упругие электрон-атомные столкновения происходят как столкновения твердых сфер, т.е. при столкновении происходит изотропное рассеяние в системе центра масс, но сечение столкновения полагается зависящим от энергии их относительного движения;

3) Потери электронов на возбуждение атомных уровней невозможны, т.е. полагается, что возбужденные атомы теряют энергию возбуждения в режиме объемного высвечивания, метастабильные атомы диффундируют за границы рассматриваемого объема;

4) При ионизации электронным ударом налетающий на атом электрон теряет энергию, равную сумме энергии ионизации и кинетической энергии второго электрона. После акта ионизации его энергия полагается равной $\epsilon_1 = \epsilon_1 - I - \epsilon_2$. Положим, что энергия первого электрона с равной вероятностью принимает все возможные значения:

$$\epsilon_1 = (\epsilon_1 - I)R, \quad (3)$$

где $0 < R < 1$ – случайное число, энергия второго электрона $\epsilon_2 = (\epsilon_1 - I)(1 - R)$;

5) Процессы рекомбинации электронов и атомов, тушения возбужденных уровней и переноса резонансного излучения не меняют энергии электронов.

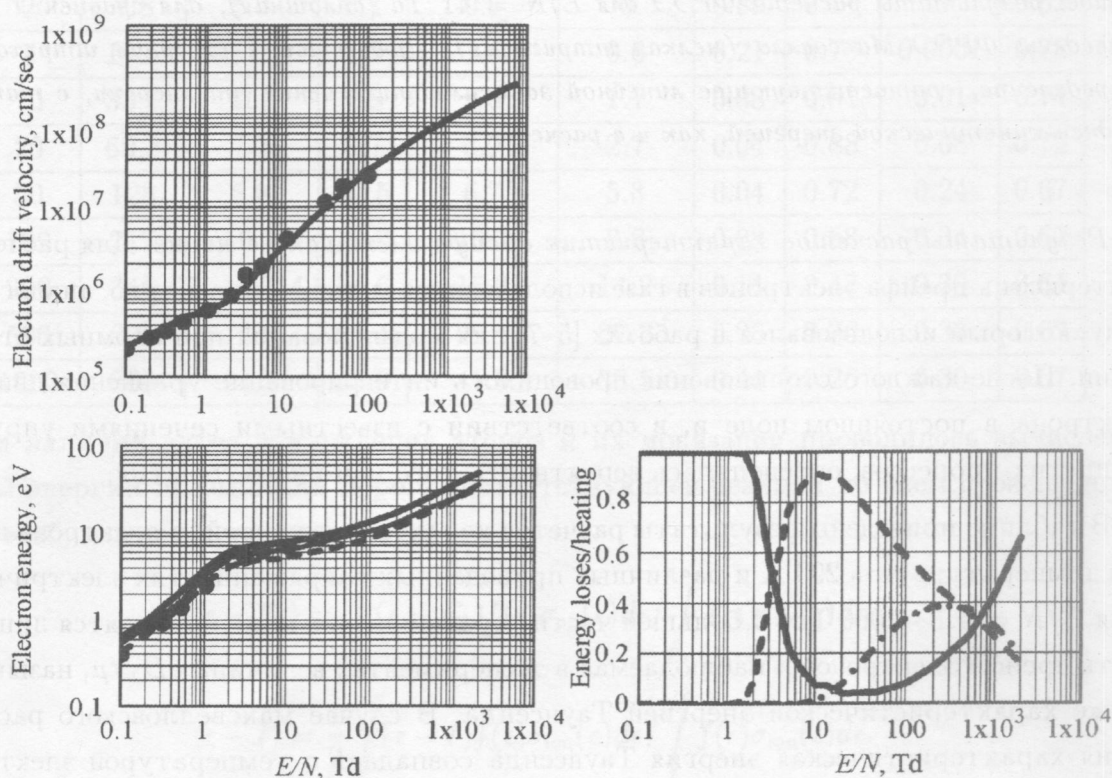


Рис. 1. Характеристики дрейфа электрона в зависимости от напряженности поля: (а) скорость дрейфа; (б) средняя энергия – жирная сплошная кривая, две трети средней энергии (температура) – штрихованная кривая, характеристическая энергия Таунсенда eD_{\perp}/μ : тонкая сплошная кривая представляет результаты расчета, точки – результаты экспериментов [13]; (в) доля энергопотерь: в упругих столкновениях с атомами – сплошная кривая, затраты на возбуждение атомов – штрихованная кривая, потери на ионизацию – штрихпунктир.

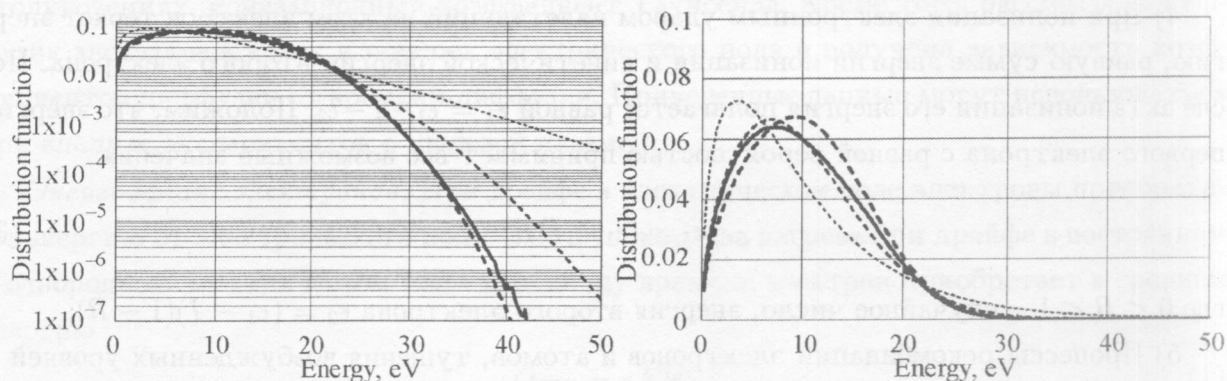


Рис. 2. Функции распределения электронов по энергии в логарифмическом и линейном масштабе: результаты расчета ФРЭЭ для $E/N = 41$ Td (сплошная), для сравнения также приведены ФРЭЭ Максвелла (мелкая штриховая), Дрювестейна (жирная штриховая) и распределение, соответствующее линейной зависимости сечения от энергии, с такой же средней кинетической энергией, как и в расчете.

Результаты расчетов характеристик дрейфа электрона в неоне. Для расчета характеристик дрейфа электронов в газе использовался метод Монте-Карло, аналогичный тому, который использовался в работах [5–7] для моделирования ион-атомных столкновений. После каждого столкновения проводилось интегрирование уравнения движения электрона в постоянном поле и, в соответствии с известными сечениями упругих и неупругих процессов, определялась вероятность того или иного события.

В таблице приведены результаты расчетов характеристик дрейфа электрона в неоне при температуре газа 293 К и различных приведенных напряженностях электрического поля $E/N = 0.1 - 1000$ Td. В большей части справочников и книг приводятся лишь скорость дрейфа электронов и наблюдаемая в экспериментах величина eD_{\perp}/μ , называемая также характеристической энергией Таунсенда. В случае максвелловского распределения характеристическая энергия Таунсенда совпадает с температурой электронов. Но для реальных распределений электронов по энергии соответствия между средней энергией электронов и значением характеристической энергии Таунсенда нет, поэтому, помимо значений eD_{\perp}/μ , в таблице приведены также значения средней энергии электронов $\langle \epsilon \rangle = \int_0^{\infty} \epsilon f(\epsilon) d\epsilon$. Здесь функция распределения электронов по энергии нормируется

на единицу $1 = 4\pi \int_0^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon$.

Т а б л и ц а

Результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик дрейфа электрона в неоне при температуре $T_a = 293$ К для различных приведенных напряженностей электрического поля $E/N = 0.1 - 1000$ Td

E/N , Td	W , km/s	eD_{\perp}/μ , eV	$\langle \epsilon \rangle$, eV	$\langle \epsilon - E_1 \rangle$, eV	$\langle \epsilon - I \rangle$, eV	$\frac{Q_{ea}}{Q_{EW}}$	$\frac{Q_{ex}}{Q_{EW}}$	$\frac{Q_{ion}}{Q_{EW}}$	$\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}$
0.1	2.1	0.53	0.62	0	0	1.00	0	0	0.87
0.2	3.6	0.83	0.99	0	0	1.00	0	0	0.82
0.5	3.8	1.6	2.1	0	0	1.00	0	0	0.76
1	5.7	3.3	3.9	0	0	1.00	0	0	0.69
2	7.8	5.2	6.1	0.8	0	0.89	0.11	0	0.62
5	17.6	5.9	7.2	1.6	0.6	0.21	0.79	0.0001	0.78
10	33.5	6.4	7.8	2.6	1.7	0.08	0.91	0.01	0.74
20	60.8	7.2	8.7	3.9	2.7	0.04	0.88	0.08	0.72
50	128	8.8	10.5	6.7	5.3	0.04	0.72	0.24	0.67
100	217	10.3	12.9	10.3	8.8	0.08	0.58	0.34	0.67
200	346	12.7	16.6	15.9	14.2	0.14	0.47	0.39	0.64
500	605	18.8	25.4	29.4	27.2	0.26	0.36	0.38	0.62
1000	869	24.7	35.9	41.5	38.5	0.44	0.26	0.30	0.67

При наличии актов возбуждения атомов и их ионизации проводилось вычисление средней энергии превышения порога соответствующей реакции по всем происшедшим актам возбуждения и ионизации:

$$\langle \epsilon - E_1 \rangle = \int_{E_1}^{\infty} (\epsilon - E_1) f(\epsilon) \sigma_{ex}(\epsilon) d\epsilon / \int_{E_1}^{\infty} f(\epsilon) \sigma_{ex}(\epsilon) d\epsilon, \quad (4)$$

$$\langle \epsilon - I \rangle = \frac{1}{2} \int_I^{\infty} (\epsilon - I) f(\epsilon) \sigma_{ion}(\epsilon) d\epsilon / \int_I^{\infty} f(\epsilon) \sigma_{ion}(\epsilon) d\epsilon. \quad (5)$$

Множитель $1/2$ в (5) появляется из-за перераспределения энергии между налетающим и выбитым из атома электроном в соответствии с (3). Пятый и шестой столбцы таблицы характеризуют скорость спада ФРЭЭ за порогами возбуждения атомов неона электронным ударом $E_1 = 16.7$ eV и ионизации $I = 21.565$ eV.

Энергобаланс электронов характеризуют столбцы 7–9 таблицы, в которых приведены относительные потери энергии электронов в упругих столкновениях, на возбуждение и ионизацию атомов. Величина Q_{ion}/Q_{EW} является ионизационным коэффициентом

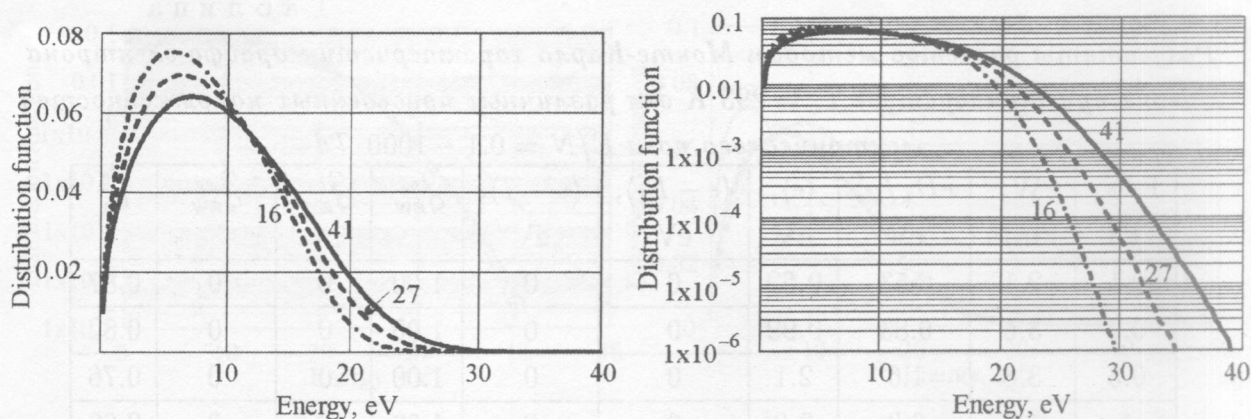


Рис. 3. Функции распределения электронов по энергии для $E/N = 41, 27, 16$ Td.

Таунсенда, нормированным на потенциал ионизации и соответствует доле ионизационных потерь.

В экспериментальной работе [8] на основе времяпролетной диагностики впервые измерялся коэффициент продольной диффузии, в отличие от обычно измеряемой поперечной диффузии. Было обнаружено, что коэффициент продольной диффузии значительно меньше, чем коэффициент поперечной диффузии. Этот факт представляется достаточно неожиданным (см. также [1, 9–12]), ведь распределение частиц по скоростям изотропно с очень высокой точностью (до сотых долей процента при низких E/N). Поэтому в 10 столбце приведено соотношение между коэффициентами продольной и поперечной диффузии.

Обсуждение результатов расчетов. Приведенные в таблице данные позволяют не только получать с помощью интерполяции данные о характеристиках дрейфа при каких-либо конкретных параметрах разряда, но и дают полную картину качественных характеристик дрейфа электронов в электрическом поле. Результаты расчетов представлены также и на рис. 1, где жирными точками приводятся экспериментальные данные [13]. На основании результатов расчетов можно сделать следующие выводы:

1) При напряженности электрического поля $E/N < 2$ Td дрейф электрона в неоне определяется только упругими столкновениями с атомами. При значениях $E/N > 0.1$ Td средняя кинетическая энергия электрона значительно превышает энергию (температуру) атомов, а функция распределения электрона по модулю скорости

имеет вид:

$$f_0(v) = A \exp \left(-\frac{3m}{M} \left(\frac{mN}{eE} \right)^2 \int_0^v c^2 \sigma_{el}(c) dc \right), \quad (6)$$

здесь m, M – массы электрона и атома, σ_{el} – сечение упругих столкновений, константа A определяется из условия нормировки $1 = 4\pi \int_0^\infty c^2 f(c) dc$. При степенной зависимости сечения от скорости: $\sigma_{el}(c) = \sigma_0 (c/c_0)^r$ – интеграл в (6) вычисляется, при $\sigma_{el}(c) = \sigma_0 (c/c_0)^{-1/2}$, когда постоянна частота столкновений, (6) переходит в распределение Максвелла, при постоянном сечении: $\sigma_{el}(c) = \sigma_0$, распределение (6) переходит в распределение Дривестейна [1, 2].

2) При напряженности электрического поля $2 < E/N < 20$ Td дрейф электрона в неоне сопровождается возбуждением резонансных и метастабильных состояний атомов. Средняя кинетическая энергия электрона в этом диапазоне напряженностей поля слабо зависит от него, в то время как скорость дрейфа зависит от поля почти линейно.

3) При напряженности электрического поля $20 < E/N < 200$ Td дрейф электрона в неоне сопровождается преобладающим влиянием на энергобаланс неупругих столкновений. Но при $E/N > 1000$ Td доля упругих столкновений с увеличением поля начинает расти и энергопотери за счет упругих столкновений при сильных полях преобладают (при условии правильности экстраполяции упругих сечений на диапазон энергий > 20 эВ).

Распределение электронов по скоростям. В исследуемом диапазоне электрических полей функция распределения электронов по скоростям с очень хорошей точностью изотропна по направлению. Поэтому для анализа достаточно привести функцию распределения по модулю скорости или энергии.

Рассмотрим в качестве примера расчеты с параметрами из экспериментов с плазменно-пылевыми структурами [14]: $E = 2$ В/см при давлении газа $P = 20, 30, 50$ Па ($E/N = 41, 27, 16$ Td). На рис. 2 приведены результаты расчета ФРЭЭ для $E/N = 46$ Td, для сравнения также приведены ФРЭЭ Максвелла и Дривестейна и распределение, соответствующее линейному росту сечения от энергии: $f(\epsilon) \propto \epsilon^{1/2} \exp[-(\epsilon/\epsilon_0)^3]$, с такой же средней кинетической энергией, как и в расчете. На рис. 3 приведены результаты расчетов ФРЭЭ для $E/N = 41, 27, 16$ Td.

Анизотропная диффузия. На рис. 4 для $E/N = 10$ Td представлены зависимости коэффициентов продольной и поперечной диффузии от времени усреднения:

$$D_x(\tau) = \frac{1}{2} \frac{\langle (\Delta x - W\tau)^2 \rangle}{\tau}, \quad (7)$$

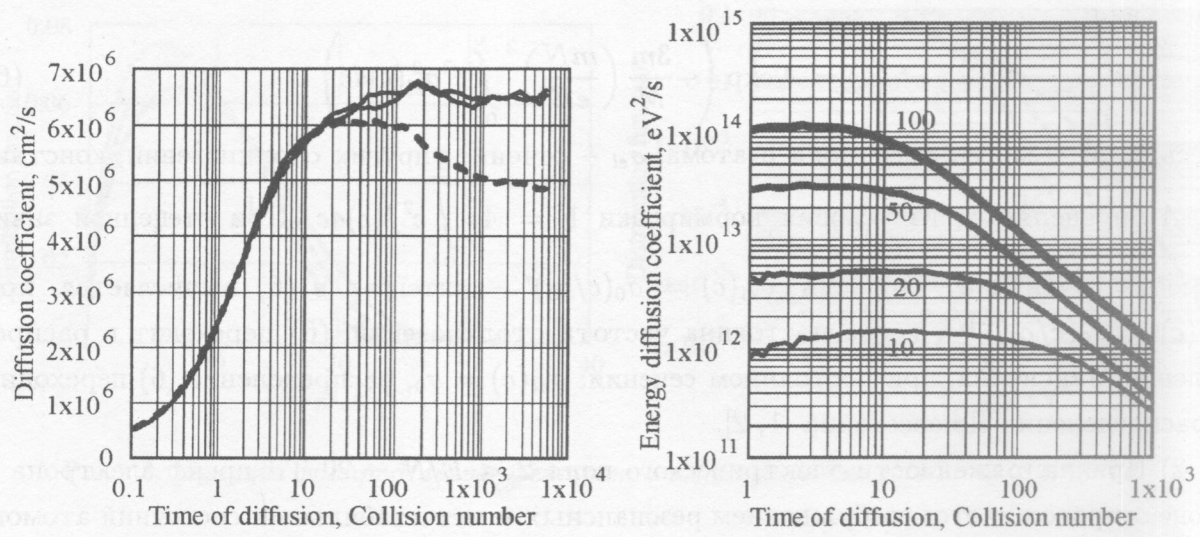


Рис. 4. Зависимости коэффициентов продольной и поперечной диффузии от времени усреднения: штрихованная кривая – коэффициент продольной диффузии, сплошные – поперечной.

Рис. 5. Зависимости коэффициента диффузии по кинетической энергии от времени усреднения для $E/N = 10, 20, 50, 100$ Td.

где среднеквадратичное отклонение определяется усреднением

$$\langle (\Delta x - W\tau)^2 \rangle = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} [x(t + \tau) - x(t) - W\tau]^2 dt. \quad (8)$$

Для диффузионного движения среднеквадратичное отклонение $\langle (\Delta x - W\tau)^2 \rangle$ пропорционально величине τ , соответственно, при диффузионном движении частиц коэффициент диффузии не зависит от временного промежутка. Для газов коэффициент диффузии не зависит от времени усреднения, если $\tau \gg 1/\nu_{st}$, где ν_{st} – частота столкновений. Поэтому, для наглядности, на графике по оси вместо времени приведено количество испытанных столкновений.

На рис. 5 для $E/N = 10, 20, 50, 100$ Td представлены зависимости коэффициента диффузии по кинетической энергии от времени усреднения. Обсуждение и анализ этих зависимостей представляет собой отдельную работу, но поскольку автору не известны подобные расчеты, то они могут быть полезны при анализе энергобаланса и оценке границ применимости подходов на основе диффузионно-дрейфовых моделей.

Таким образом, получены характеристики дрейфа электрона в постоянном электрическом поле в неоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 08-02-00791-а, 08-02-01172-а), Министерства энергетики и минеральных ресурсов Республики Казахстан (грант КТМ-2) и Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Л. Хаксли, Р. Кромптон, *Диффузия и дрейф электронов в газах* (Мир, Москва, 1977).
- [2] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной плазмы* (М., Наука, 1982).
- [3] Б. М. Смирнов, *Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями* (М., Наука, 1985).
- [4] В. Е. Фортвов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., *УФН* **174**, 495 (2004).
- [5] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **35**(9), 3 (2009).
- [6] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 6, 37 (2006).
- [7] С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **34**, 44 (2007).
- [8] E. B. Wagner, F. J. Davis, and G. S. Hurst, *J. Chem. Phys.* **47**, 3137 (1967).
- [9] J. J. Lowke and J. H. Parker, *Phys. Rev.* **181**, 302 (1969).
- [10] J. H. Parker and J. J. Lowke, *Phys. Rev.* **181**, 290 (1969).
- [11] H. R. Skullerud, *Journ. Phys. B*, **2**, 696 (1969).
- [12] J. H. Ingold, *Phys. Rev. A* **43**, 3086 (1991).
- [13] A. G. Robertson, *Journ. Phys. B: At. Mol. Phys.* **5**, 648 (1972).
- [14] V. E. Fortov, O. F. Petrov, A. D. Usachev, and A. V. Zobnin, *Phys. Rev. E* **70**, 046415 (2005).

Учреждение Российской академии наук

Институт общей физики

им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 10 сентября 2009 г.