

УДК 533.9

## Расчеты зависимости характеристик дрейфа иона в собственном газе от напряженности электрического поля для цезия, рубидия и ртути

Р.И. Голятина, С.А. Майоров

*Представлены результаты расчетов методом Монте Карло характеристик дрейфа иона в постоянном и однородном электрическом поле при значениях приведенной напряженности в диапазоне  $1 < E/N < 1000$  Тд для цезия, рубидия и ртути. Рассчитаны скорость дрейфа, средняя кинетическая энергия, тепловой разброс в продольном и поперечном направлениях, коэффициенты диффузии, средняя длина свободного пробега и доля столкновений с рассеянием назад.*

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

*Ключевые слова:* дрейф, ионы, собственный газ, ион-атомные столкновения, коэффициент диффузии.

### Введение

Однородное внешнее электрическое поле  $E$  вызывает дрейф ионов в газе со скоростью, пропорциональной напряженности поля:

$$W = \mu E, \quad (1)$$

где коэффициент подвижности ионов  $\mu(E, N, T)$ , вообще говоря, зависит как от напряженности поля, так и от параметров газа (температуры  $T$ , давления  $p = NT$ , состава). Определению коэффициентов диффузии и подвижности ионов в газах посвящено большое число экспериментальных работ, и можно полагать, что в слабых и умеренно сильных полях  $E/N < 1000$  Тд (Тд — таунсенд,  $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2 = 10^{-21} \text{ В} \cdot \text{м}^2$ ) подвижность ионов известна с весьма высокой точностью, т.е. с ошибкой  $< 1\%$ .

В справочниках обычно приводятся экспериментальные и расчетные данные только для скорости дрейфа, но для анализа свойств газового разряда необходимы и другие кинетические характеристики дрейфа ионов. Например, для определения ионного радиуса Дебая необходимо знать среднюю энергию ионов с учетом их разогрева в электрическом поле. Многие характеристики газового разряда определяются из распределения ионов по скоростям [1–4], и знания функции распределения ионов по скоростям часто является достаточным.

В работе [5] описана методика моделирования, использованная для расчета характеристик дрейфа иона в газе. В работе [6] приведены результаты расчетов характеристик дрейфа иона в постоянном и однородном электрическом поле при  $1 < E/N < 1000$  Тд для всех благородных газов.

В настоящей работе, являющейся продолжением работы [6], приведены результаты расчетов методом молекулярной динамики совместно с процедурой Монте Карло для розыгрыша столкновений. Рассчитаны характеристики дрейфа иона в постоянном и однородном электрическом поле при  $1 < E/N < 1000$  Тд для цезия, рубидия и ртути.

### Результаты расчетов методом Монте Карло характеристик дрейфа иона

В табл. 1–3 представлены характеристики потока однократно заряженных ионов рубидия, цезия и ртути при их дрейфе в постоянном и однородном электрическом поле в собственном газе при 300 К и концентрации атомов  $2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Помимо скорости дрейфа в таблицах представлены: эффективная температура ионов, которая связана со средней кинетической энергией ионов соотношением  $\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{eff}$ ; температуры ионов вдоль поля  $T_{\parallel}$  и поперек поля  $T_{\perp}$ , средняя энергия иона равна  $\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} m W^2 + \frac{1}{2} T_{\parallel} + T_{\perp}$ ; коэффициенты диффузии в направлении вдоль и поперек поля, средняя длина свободного пробега и доля столкновений с рассеиванием назад по отношению к общему числу столкновений. Точные значения различных характеристик в промежуточных точках могут быть получены с помощью интерполяции.

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник.  
Майоров Сергей Алексеевич, вед. научн. сотрудн.  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН.  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.  
Тел.: 8- (499) –135–02–47. E-mail: mayorov\_sa@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2013 г.

© Голятина Р.И., Майоров С.А., 2013

Таблица 1

## Характеристики потока ионов цезия при их дрейфе в собственном газе

$E/N$ , Тд	$W$ , км/с	$T_{eff}$ , К	$T_{  }$ , К	$T_{\perp}$ , К	$D_p$ , см <sup>2</sup> /с	$D_r$ , см <sup>2</sup> /с	$m.f.p.$ , нм	$BS/(BS+Iso)$
1	0,0006	300,2	300,3	300,2	0,0056	0,0056	3,8	0,093
2	0,0012	300,2	300,3	300,2	0,0056	0,0056	3,8	0,093
5	0,0031	300,3	300,4	300,2	0,0056	0,0056	3,8	0,093
10	0,0062	300,4	300,7	300,3	0,0056	0,0056	3,8	0,093
20	0,0124	301,1	302,3	300,5	0,0056	0,0056	3,8	0,094
50	0,0310	306,1	313,7	302,2	0,0056	0,0056	3,8	0,095
100	0,0613	323,1	353,4	308,0	0,0057	0,0056	3,9	0,098
200	0,119	384,3	496,7	328,0	0,0060	0,0058	4,2	0,11
500	0,259	676,7	1199	415,3	0,0068	0,0063	5,4	0,16
1000	0,431	1259	2649	563,8	0,0078	0,0068	6,9	0,24

Таблица 2

## Характеристики потока ионов рубидия при их дрейфе в собственном газе.

$E/N$ , Тд	$W$ , км/с	$T_{eff}$ , К	$T_{  }$ , К	$T_{\perp}$ , К	$D_p$ , см <sup>2</sup> /с	$D_r$ , см <sup>2</sup> /с	$m.f.p.$ , нм	$BS/(BS+Iso)$
1	0,00041	300,2	300,4	300,2	0,0038	0,0038	3,3	0,11
2	0,00084	300,2	300,4	300,2	0,0038	0,0038	3,3	0,11
5	0,00212	300,2	300,4	300,2	0,0038	0,0038	3,3	0,11
10	0,0043	300,4	300,5	300,3	0,0038	0,0038	3,3	0,11
20	0,0085	300,9	301,7	300,5	0,0038	0,0038	3,3	0,11
50	0,0213	304,5	310,3	301,7	0,0039	0,0038	3,3	0,11
100	0,0423	317,2	340,0	305,8	0,0039	0,0038	3,4	0,12
200	0,0822	363,5	449,2	320,6	0,0040	0,0039	3,6	0,13
500	0,183	594,3	1006	388,5	0,0045	0,0042	4,5	0,17
1000	0,307	1070	2192	508,6	0,0051	0,0044	5,6	0,24

Таблица 3

## Характеристики потока ионов ртути при их дрейфе в собственном газе

$E/N$ , Тд	$W$ , км/с	$T_{eff}$ , К	$T_{  }$ , К	$T_{\perp}$ , К	$D_p$ , см <sup>2</sup> /с	$D_r$ , см <sup>2</sup> /с	$m.f.p.$ , нм	$BS/(BS+Iso)$
1	0,0006	300,2	300,3	300,1	0,0055	0,0055	8,0	0,36
2	0,0012	300,2	300,3	300,1	0,0055	0,0055	8,0	0,36
5	0,0032	300,3	300,5	300,2	0,0055	0,0055	8,0	0,36
10	0,0063	300,7	301,5	300,3	0,0055	0,0055	8,0	0,36
20	0,0127	302,4	305,6	300,7	0,0055	0,0055	8,0	0,36
50	0,0313	313,4	333,5	303,3	0,0056	0,0055	8,2	0,37
100	0,061	348,4	422,7	311,3	0,0057	0,0055	8,6	0,38
200	0,113	457,8	704,6	334,4	0,0062	0,0054	9,6	0,41
500	0,243	969,3	2046	430,8	0,0099	0,0058	12,7	0,48
1000	0,441	2457	5937	716,4	0,0257	0,0085	18,3	0,53

Приведенные числовые данные позволяют получить достаточно полную картину о характере дрейфа ионов. Отметим некоторые особенности распределений ионов по скорости.

1) Анализ функций распределения показывает, что при дрейфе ионов, в типичных для газоразрядной плазмы условия, происходит существенный разогрев ионов не только в продольном направлении,

а также и в поперечном направлении. Это происходит из-за близких столкновений, когда помимо перезарядки происходит также и рассеяние в произвольный телесный угол в системе центра масс.

2) Даже при достаточно высокой приведенной напряженности электрического поля, не происходит формирования ионного потока, в котором скорость теплового, хаотического движения, была бы меньше скорости направленного движения — скорости дрейфа. Как уже отмечалось, это связано с тем, что при увеличении напряженности поля одновременно с увеличением скорости дрейфа происходит увеличение дисперсии функции распределения ионов по скоростям (т.е., продольной и поперечной температур).

3) В распределении ионов по скоростям имеется большая анизотропия (и большая разница между продольной и поперечной температурами  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  — см. табл. 3). Поэтому диффузионные потоки вдоль и поперек поля могут сильно различаться по величине.

4) Из приведенных графиков функций распределения ионов по скоростям, из анализа других характеристик ионного потока следует, что распределение по модулю скорости, также как и по проекциям скоростей, имеет существенные отличия от соответствующих максвелловских распределений. Причем имеет место отличие не только в хвостах функций распределения, но и в центральной части. Соответственно, функция распределения ионов по скоростям при их дрейфе в собственном газе не может быть описана гауссовой кривой (т.е. сдвинутой максвелловской функцией распределения).

В связи с этим были проведены расчеты с определением доли столкновений с рассеянием назад по отношению к общему числу столкновений в зависимости от приведенной напряженности поля (естественно, что в число столкновений не включены столкновения с рассеянием на малые углы из-за расходимости соответствующего интеграла столкновений). Результаты расчетов показали, что имеет место неожиданный факт, а именно, хотя сечения с перезарядкой и являются наибольшими, столкновения с рассеиванием назад составляют всего лишь 15—45 процентов. Это имеет место не только для рассмотренных здесь ионов для цезия, рубидия и ртути, но и для благородных газов [6, 7].

Анализ результатов расчетов показывает, что даже в сильном поле столкновения с рассеянием назад не являются доминирующими. Но общепринятым является мнение об определяющем влиянии столкновений с передачей заряда и часто при рассмотрении дрейфа ионов во внимание принимаются только столкновения с перезарядкой.

Для учета влияния столкновений на распределение ионов по скоростям часто используется модельный интеграл столкновений Бхатнагара, Гросса, Крука (интеграл БГК) [1, 3, 4]. Однако, приведенные в расчетах характеристики ионного потока демонстрируют большое отклонение от равновесного распределения и значительное влияние столкновений с изотропным рассеянием. В связи с этим рассмотрим в качестве примера результат использования БГК-интеграла столкновений для анализа характеристик ионного потока при учете только столкновений и резонансной перезарядкой [7, 8].

Характеристики ионного потока могут быть определены путем решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения ионов  $f(v)$ :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \nabla f + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = I_{st}(f), \quad (2)$$

где  $e$  — заряд,  $m$  — масса ионов,  $I_{st}(f)$  — интеграл столкновений.

В слабоионизованной плазме часто можно пренебречь упругими столкновениями ионов с атомами, электронами и ионами. Поскольку в случае столкновений ионов с атомами собственного газа обычно наибольшим является сечение резонансной перезарядки иона, то рассмотрим кинетическое уравнение (2) в пространственно однородном случае при постоянном электрическом поле, учитывая только резонансную перезарядку ионов:

$$\frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial u} = \int [f(v')\varphi(v) - f(v)\varphi(v')] |v - v'| \sigma_{res} n_a dv', \quad (3)$$

где  $u$  — компонента скорости вдоль направления электрического поля,  $\sigma_{res}$  — сечение резонансной перезарядки,  $n_a$  — плотность атомов, функции распределения ионов и атомов нормированы на единицу:  $\int f(v) dv = \int \varphi(v) dv = 1$ .

Уравнение (3) описывает процесс переноса ионов, который носит эстафетный характер, причем эта модель предложена ещё Л.А. Сена [8, 9]. Согласно этой модели, скорость иона после столкновения равна скорости того атома, с которым он столкнулся. Эта модель не учитывает изменение скорости атома в процессе столкновения.

Рассмотрим модель движения ионов в случае выполнения двух условий: 1) скорость дрейфа  $W$  значительно превышает тепловую скорость атомов, т.е.  $W \gg V_T = (T_i / m)^{1/2}$ ; 2) происходят столкновения только одного типа, а именно, с резонансной перезарядкой ионов на атомах собственного газа. При выполнении этих условий можно пренебречь тепловым движением атомов и полагать, что ионы движутся равноускоренно в постоянном электрическом поле  $E > 0$ , останавливаясь после каждого акта столкновения. Усло-

вие  $W \gg V_T$  может быть выполнено с хорошей точностью либо в случае большой напряженности электрического поля, либо при низкой температуре газа.

В пренебрежении тепловой энергией атомов и при учете только столкновений с перезарядкой кинетическое уравнение Больцмана имеет вид [7–9]:

$$\begin{aligned} \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial u} &= -f \frac{u}{\lambda_{st}}, & (4) \\ f(u < 0) &= 0, \\ f(0) &= c_1. \end{aligned}$$

Если сечение резонансной перезарядки зависит от скорости, то функции распределения ионов имеет вид:

$$f(u) = c_1 \Theta(u) \exp\left(-\frac{m}{eE} \int_0^u n_a \sigma_{res}(u') u' du'\right), \quad (5)$$

где  $\Theta(u)$  — функция Хэвисайда,  $c_1$  — константа, определяемая из условия нормировки.

Если сечение резонансной перезарядки и средняя длина свободного пробега иона  $\lambda_{st} = 1 / \sigma_0 n_a$  не зависят от скорости, то решение (4) имеет вид:

$$f(u) = \Theta(u) \left(\frac{2m}{\pi T_E}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mu^2}{2T_E}\right), \quad (6)$$

где  $T_E \equiv eE\lambda_{st}$ . Распределение (6) является половинкой распределения Максвелла с температурой, равной энергии, набираемой ионом на средней длине свободного пробега. Следовательно, средняя кинетическая энергия ионов, обусловленная движением в направлении поля, равна  $\frac{1}{2} m \langle u^2 \rangle = \frac{1}{2} T_E = \frac{1}{2} eE\lambda_{st}$ .

Плотность потока ионов для этого распределения равна  $J_i = n_i (2eE\lambda_{st} / \pi m)^{1/2}$ , средняя скорость ионов (скорость дрейфа) равна  $W = (2eE\lambda_{st} / \pi m)^{1/2} = (2T_E / \pi m)^{1/2}$ .

Столкновения с перезарядкой играют обычно наиболее важную роль, но и столкновения другого типа оказывают существенное влияние на характеристики распределения ионов по скоростям. Помимо столкновений с перезарядкой существенную роль могут играть поляризационные и газокинетические столкновения. В случае таких столкновений ион не останавливается, а рассеивается на неподвижном центре в системе центра масс атом-ион. Хорошим приближением такого вида столкновений является модель твердых сфер, т.е. изотропного рассеивания. Без учета этих столкновений нельзя учесть разогрев ионов в поперечном направлении.

По аналогии с гидродинамическим приближением часто полагается, что дрейф ионов в силь-

ном поле описывается сдвинутой функцией распределения Максвелла:

$$f_0(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi T_i}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m[(u-W)^2 + v^2 + w^2]}{2T_i}\right). \quad (7)$$

Это распределение имеет два параметра, а именно, скорость дрейфа  $W$  и температуру ионов  $T_i$ , которая определяет тепловой разброс скоростей ионов  $V_i = (T_i / m)^{1/2}$ ; здесь направление поля и дрейфа совпадает с осью  $x$ .

Для учета влияния столкновений часто используется модельный интеграл столкновений Бхатнагара, Гросса, Крука (интеграл БГК) [7, 8, 10]:

$$I_{st} = \frac{\phi - f}{\tau_0}, \quad (8)$$

который описывает релаксацию функции распределения ионов  $f$  к равновесной функции распределения атомов  $\phi$  с характерным временем релаксации  $\tau_0$ , которая полагается константой. Интеграл БГК качественно верно описывает процесс релаксации плазмы к равновесию в случае незначительного отклонения от него. Но он неприменим, если частота столкновений ионов с атомами зависит от их относительной скорости, или отклонение от равновесия велико.

Уравнение переноса ионов в пространственно-однородном случае имеет вид:

$$V_E \partial f / \partial u = \phi(u) - f(u),$$

где  $V_E = eE\tau_0 / m$ . Его решение имеет вид:

$$f_E(u) = \frac{1}{V_E} \int_{-\infty}^u \phi(u') \exp\left(-\frac{u-u'}{V_E}\right) du', \quad (9)$$

В случае субтепловой скорости потока, когда скорость дрейфа  $W \leq (T/m)^{1/2}$  и максвелловского распределения атомов  $\phi(u) = (m / 2\pi T_0)^{1/2} \exp(-mu^2 / 2T_0)$ , решение (2) с интегралом столкновений (8) имеет вид:

$$f(u) = \phi(u)(1 + uV_E / V_T^2). \quad (10)$$

Это распределение совпадает с разложением сдвинутого максвелловского распределения (7) при  $V_E = W \ll V_T = (T/m)^{1/2}$ . Как и следовало ожидать, в случае малого отклонения от равновесия использование модельного интеграла БГК дает разумный результат.

В случае большой скорости ионного потока  $W \gg V_T = \sqrt{T_0 / m}$  и максвелловского распределения атомов распределение (9) имеет асимптотику:

$$f(u) = \frac{\Theta(u)}{V_E} \exp\left(-\frac{u}{V_E}\right). \quad (11)$$

Это распределение описывает равноускоренное движение ионов в постоянном электрическом поле  $E > 0$ , которые останавливаются после каж-

дого акта столкновения, вероятность которого не зависит от скоростей иона и атома. Эта противостественная гибридная модель (взявшая свойства поляризационных и резонансных столкновений) является следствием структуры интеграла БГК при больших полях, когда  $W \gg (T/m)^{1/2}$ . Она не учитывает отличие скорости иона от нуля после столкновения.

Если пренебречь тепловым движением атомов по сравнению со скоростью потока и представить функцию распределения атомов в виде  $\varphi(u) = \delta(u)$ , то прибыль частиц в интеграле БГК имеет вид  $I_{BGK}^+ = \varphi / \tau_0$ , убыль —  $I_{BGK}^- = f / \tau_0$ . Для столкновений с резонансной пререзарядкой при постоянном сечении прибыль и убыль частиц имеет, соответственно, вид  $I_{res}^+ = \varphi / \tau_0$ , убыль —  $I_{res}^- = \sigma_0 n_a u f$ . Следовательно, интеграл БГК даже на качественном уровне неправильно передает характер убыли частиц. Именно этим обстоятельством объясняется радикальное отличие распределения (11) от физически разумных распределений (6) и (7).

Для поляризационных столкновений, которые характеризуются постоянным средним временем свободного пробега, убыль частиц в интеграле БГК может быть приведена к виду  $I_{pol}^- = f / \tau_0$ . Но прибыль частиц в интеграле столкновений зависит от всей функции распределения и никоим образом не может быть аппроксимирована величиной  $I_{BGK}^+ = \varphi / \tau_0$ . Эта форма означает, что независимо от вида функции распределения  $f(v)$  число ионов, рассеянных вследствие столкновений в группу со скоростями  $v$ , равно числу ионов, которые рассеялись бы из этой группы в случае равновесного распределения при частоте столкновений, не зависящей от скорости [10].

Интеграл БГК не позволяет учесть следующие факторы: 1) для столкновений, характеризующихся постоянным сечением (перезарядка, газокинетические) он не учитывает зависимость вероятности столкновения от скорости; 2) для столкновений, характеризующихся постоянным средним временем свободного пробега (поляризационные столкновения) он не учитывает отличие скорости иона после акта рассеяния от нуля. Эти факторы являются определяющими при скорости дрейфа, сравнимой с тепловой скоростью атомов. Следовательно, интеграл БГК неприменим для задачи определения характеристик дрейфа ионов в собственном газе.

Сравним результаты расчетов скорости дрейфа ионов цезия, рубидия и ртути в собственном газе со скоростью дрейфа из решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений БГК [7]:

$$\frac{W}{V_T} = \frac{F(F^{1/2} + 1)}{\pi^{1/2}(1 + F^{1/2} + F)} \quad (11)$$

На рис. 1 представлены результаты расчета скорости дрейфа иона в собственном газе в зависимости от напряженности электрического поля для цезия, рубидия и ртути. На рис. 2 представлены те же самые результаты, но скорость дрейфа нормирована на величину тепловой скорости (скорость иона с энергией, равной температуре атомов), а поле нормировано на величину характерного «разогревающего поля»:  $F = E / E_T$ . Величина разогревающего поля определяется таким образом, что на средней длине свободного пробега набирается энергия, равная температуре атомов.

1) введение безразмерных единиц позволяет свести характеристики для различных газов к универсальным кривым;

2) интеграл столкновений БГК для задачи о дрейфе ионов в собственном газе приводит к значительным ошибкам, что не позволяет даже на качественном уровне описывать реальные процессы (см. например [7–9]);

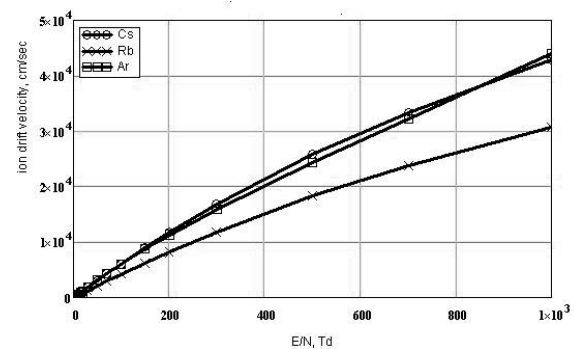


Рис. 1. Результаты расчета скорости дрейфа иона в собственном газе (для цезия, рубидия и ртути) в зависимости от напряженности электрического поля в Td.

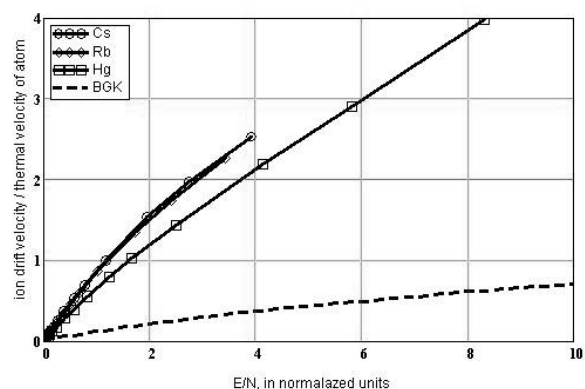


Рис. 2. Приведенные графики позволяют сделать следующие выводы:

Результаты расчета скорости дрейфа иона в собственном газе в зависимости от напряженности электрического поля в безразмерных единицах. Скорость дрейфа нормирована на величину тепловой скорости, поле нормировано на величину характерного «разогревающего поля». Штрихованная кривая — решение уравнения Больцмана с интегралом столкновений БГК.

3) имеет место неожиданный и нетривиальный факт: хотя сечения с перезарядкой и являются наибольшими, столкновения с рассеиванием назад составляют лишь 15–45 процентов для благородных газов при 300 К (в связи с этим см. [10], где сделана попытка аппроксимации столкновений в виде суммы столкновений с изотропным рассеиванием и рассеиванием назад).

### Заключение

Анализ показал, что такое большое отличие расчетов и БГК-теории обусловлено тем фактом, что даже в сильном поле столкновения с рассеиванием назад не являются доминирующими. Результаты расчетов демонстрируют, что подход к анализу дрейфа ионов на основе интеграла столкновений БГК [11] сопровождается большими погрешностями. Указанные особенности дрейфа ионов играют важную роль при рассмотрении свойств криогенных разрядов и в смеси газов [12–15]. Приведенные численные данные объясняют результаты рассмотрения ион–атомных столкновений [16] и значительно дополняют справочные данные [17].

### Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. —М.: Наука, 1987.
2. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной плазмы. —М., Наука, 1982.
3. Майоров С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 869
4. Бобров Ю.К., Гусейн-заде Н.Г., Рухадзе А.А., Юргеленас Ю.В. Физические модели и механизмы электрического пробоя газов. —М.: Издательство Московского университета, 2011.
5. Голятина Р.И., Майоров С.А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 1. С. 10
6. Голятина Р.И., Майоров С.А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 135
7. Майоров С.А., Цытович В.Н. // Кр. сообщ. по физ. ФИАН, 2012. № 3. С. 14
8. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. —М.: Наука, 1988.
9. Сена Л.А. Столкновения электронов и ионов с атомами газа. Гостехиздат, 1948.
10. Бёрд Г. Молекулярная газовая динамика. —М.: Мир, 1981.
11. Else D., Kompaneets R., and Vladimirov S.V. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 062106
12. Майоров С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 869
13. Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. et al. // Phys. Plasm. 2008. V. 15. P. 093701.
14. Антипов С.Н., Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Майоров С.А. и др. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 4. С. 948
15. Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А. и др. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 3. С. 554.
16. Piscitelli D., Phelps A.V., Urquijo J. et al. // Phys. Rev. E. 2003. V. 63. P. 046408
17. Физические величины: справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. —М.: Энергоатомиздат, 1990.

## Calculations of ion drift dependence on electric field strength in the proper gas for cesium, rubidium, and mercury

R.I. Golyatina and S.A. Mayorov

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,  
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: mayorov\_sa@mail.ru

*Characteristic properties of ion-atom collisions subject to polarization interaction, resonant charge exchange and gas-kinetic interaction at the hard-sphere model have been studied. Results of Monte Carlo calculations for cesium, rubidium, and mercury drift are presented at  $1 < E/N < 1000$  Td in the proper gas.*

PACS: 51.50.+v, 51.10.+y, 52.80.Dy, 52.25.Fi

Keywords: ion, gas, drift, collision, hard-sphere model, cross-section.

Bibliography — 17 references

Received November 20, 2013