

О ТЕМПЕРАТУРЕ ИОНОВ В КРИОГЕННОМ РАЗРЯДЕ

Р. И. Голятина¹, С. А. Майоров²

В работе проанализирован вопрос о средней энергии ионов в газовом разряде при криогенных температурах. Методом Монте–Карло рассчитаны зависимости средней энергии ионов от приведенной напряженности электрического поля и температуры газа. Проведено сравнение с имеющимися в литературе данными и получены универсальные аппроксимирующие зависимости для всех благородных газов.

Ключевые слова: криогенный разряд, дрейф ионов, электрическое поле, собственный газ, благородные газы, формула Фроста, соотношение Ванье, аппроксимация подвижности, эффективная температура.

В литературе имеется множество экспериментальных и расчетных данных о характеристиках дрейфа ионов в газах [1–3]. Но из всех кинетических характеристик лишь скорость дрейфа является прямоизмеряемой величиной. Остальные получаются на основе использования различных соотношений и моделей. Например, для определения коэффициентов продольной и поперечной диффузии используется соотношение Нернста–Таунсендта–Эйнштейна, модифицированное соотношение Эйнштейна или теория Шотки, описывающая амбиполярную диффузию в трубке. Из теории Ванье обычно получают энергетические характеристики ионного потока, из первого приближения Чепмена–Энскога – эффективную частоту столкновений и транспортное сечение.

Переход к пониженной температуре газа в криогенном разряде приводит к значительному изменению его характеристик [4]. Низкие температуры газа характерны также для ионосферы, межпланетного и межзвездного пространства. В экспериментах по исследованию свойств ультрахолодной плазмы в ловушках Паули также имеет место дрейф ионов в очень холодном (значительно меньше 1 К) газе [5].

Но в литературе практически отсутствуют данные о зависимости характеристик дрейфа ионов от температуры газа. Обычно приводятся результаты измерений и рас-

¹ ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

² ИВТАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13; e-mail: mayorov_sa@mail.ru.

четов только для комнатной температуры: 293, 298 и 300 К. Имеется также незначительное количество экспериментальных данных о характеристиках дрейфа при криогенных температурах вблизи точек 77 и 4.2 К [2, 3].

В то же время совершенно очевидно, что влияние температуры атомов на характеристики дрейфа ионов очень велико. Кроме того, температура газа может отличаться от комнатной даже в лабораторной плазме. Современные плазменные технологии часто используют режимы разряда, в которых температура газа значительно превышает комнатную температуру. Поэтому вопрос о влиянии температуры атомов на характеристики дрейфа ионов имеет важное значение.

Настоящая работа является продолжением работы [6], где были проведены расчеты характеристик дрейфа ионов в собственном газе для гелия, неона, аргона, криптона, ксенона и ртути при температурах газа 4.2, 77, 300, 1000, 2000 К в диапазоне приведенной напряженности электрического поля от 1 до 10000 Td и получены коэффициенты аппроксимации подвижности ионов по формуле Фроста. Все приведенные ниже данные относятся к гелию, поскольку именно гелий чаще всего используется в криогенных разрядах. Для расчетов использовалась модель ион-атомных столкновений, реализованная методом Монте-Карло [7]. В ней учитывались поляризационное взаимодействие ионов с атомами, резонансная передача заряда и короткодействующее отталкивание электронных оболочек.

Вычислялись практически все интегральные характеристики дрейфа ионов – скорость дрейфа и подвижность, средняя энергия ионов, коэффициенты продольной и поперечной диффузии, длина свободного пробега и частота столкновений, функции распределения по скоростям и энергии. Кроме того, проводился анализ частоты столкновений различных типов – изотропного рассеивания в системе центра масс, рассеяния назад, отклонения на малые углы при далеких пролетах [8].

Важной характеристикой ионного потока является средняя кинетическая энергия ионов, которая связана с эффективной температурой ионов соотношением

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} T_{\text{eff}}. \quad (1)$$

Именно эффективная температура ионов должна учитываться при определении макроскопических характеристик плазмы, например, радиуса Дебая.

Введения эффективной ионной температуры, отличающейся от температуры атомов, может оказаться недостаточно для описания функции распределения ионов. Ведь средняя энергия хаотического движения ионов вдоль поля и поперек него могут сильно

отличаться. Поэтому имеет смысл введение двух различных температур ионов – вдоль поля T_{\parallel} и поперек поля T_{\perp} . В этом случае средняя энергия иона равна:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}T_{\parallel} + T_{\perp}. \quad (2)$$

Часто полагается, что распределение ионов описывается сдвинутой максвелловской функцией с температурой ионов, равной температуре атомов: $T_i = T_a$. Соответственно, тепловой разброс скоростей ионов и атомов характеризуется тепловой скоростью атомов $V_T = (T_a/m)^{1/2}$. В этом случае средняя энергия иона складывается из энергии направленного движения и тепловой энергии:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}mv_d^2 + \frac{3}{2}T_a. \quad (3)$$

При дрейфе иона в собственном газе и определяющей роли столкновений с резонансной перезарядкой часто полагается, что средняя энергия иона определяется уравнением [7]:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\pi}{4}mv_d^2 + \frac{3}{2}T_a. \quad (4)$$

Средняя энергия иона в сильном поле в приближении постоянного времени свободного пробега (поляризационное взаимодействие) определяется с помощью соотношения Ванье [1–3, 7]:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2}mv_d^2 + \frac{1}{2}M_av_d^2 + \frac{3}{2}T_a, \quad (5)$$

которое учитывает столкновения частиц двух сортов – ионов и атомов (или молекул) с массами m и M_a соответственно. Первый член в правой части учитывает энергию направленного движения, второй – хаотизацию приобретенной в поле энергии, третий – хаотическое тепловое движение с температурой атомов T_a . Далее мы будем рассматривать только случай дрейфа ионов в собственном газе и положим, что массы иона и атома равны $M_a = m$.

Многочисленные попытки уточнить соотношение Ванье (5) с помощью использования приближений более высокого порядка точности приводят к выражению [1–3]:

$$\frac{3}{2}T_{\text{эфф}} = \frac{3}{2}T_a + \frac{1}{2}mv_d^2(1 + \beta), \quad (6)$$

где для параметра $\beta(T_a, E/N)$ в рамках двучленного разложения кинетического уравнения Больцмана получены различные аппроксимации [1–3]. При $\beta(T_a, E/N) = 0$ говорят о приближении первого порядка точности, тогда уравнение (6) переходит в равенство (3). При $\beta(T_a, E/N) = 1$ имеем соотношение Ванье (5), а при $\beta(T_a, E/N) = \pi/2 - 1$ уравнение (6) переходит в равенство (4).

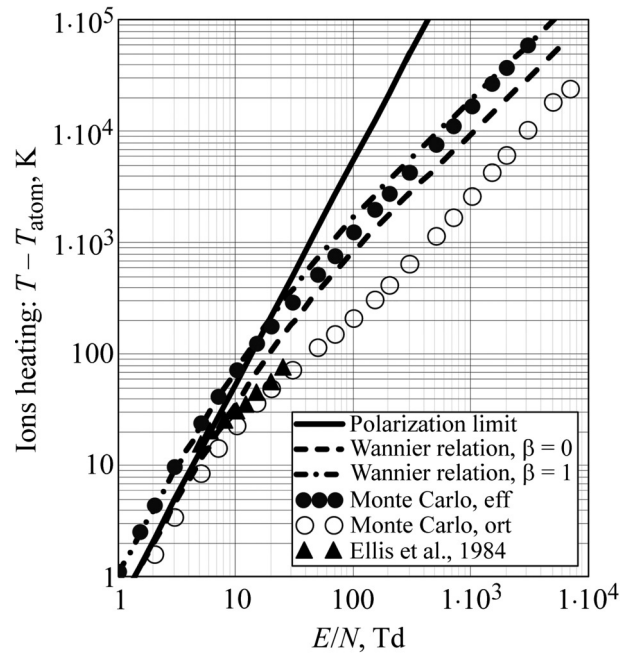


Рис. 1: Зависимости величины разогрева ионов от приведенной напряженности электрического поля при температуре атомов 4.2 К. Сплошная прямая – это величина кинетической энергии ионов при их дрейфе с поляризационным коэффициентом подвижности. Штрихованные и штрихпунктирные кривые, это соотношение Ванье (6) с $\beta = 0$ и $\beta = 1$ соответственно. Жирные точки – результаты расчетов методом Монте–Карло эффективной температуры, а кружочки – температуры в поперечном направлении. Сплошные треугольнички – данные для эффективной температуры из работ [2, 3].

На рис. 1 приведены зависимости величины разогрева ионов $T_{\text{eff}} - T_a$ от приведенной напряженности электрического поля при температуре атомов 4.2 К, на рис. 2 – при 77 К, на рис. 3 – при 300 К. На всех рисунках сплошные прямые – это $2/3$ величины кинетической энергии ионов при их дрейфе с поляризационным коэффициентом подвижности (т.н. поляризационный предел, [1]) $\Delta T_{\text{eff}} = \frac{1}{3}m(K_{\text{pol}}E)^2$. Штрихованные и штрихпунктирные кривые, это соотношение Ванье (6) с $\beta = 0$ и $\beta = 1$ соответственно. Жирные точки – результаты расчетов методом Монте–Карло величины разогрева для эффективной температуры $\Delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - T_{\text{atom}}$, а кружочки – температуры в поперечном направлении $\Delta T_{\perp} = T_{\perp} - T_{\text{atom}}$. Сплошные треугольнички – экспериментальные данные для эффективной температуры из работ [2, 3].

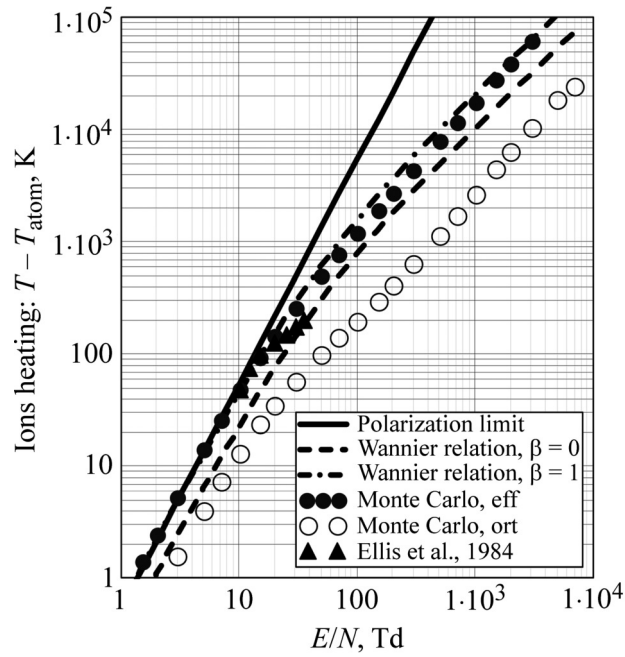


Рис. 2: Зависимости величины разогрева ионов от приведенной напряженности электрического поля при температуре атомов 77 К.

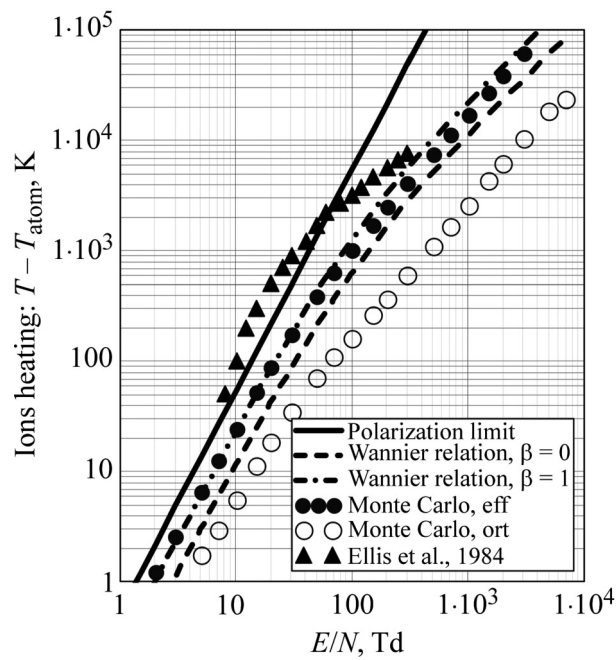


Рис. 3: Зависимости величины разогрева ионов от приведенной напряженности электрического поля при температуре атомов 300 К.

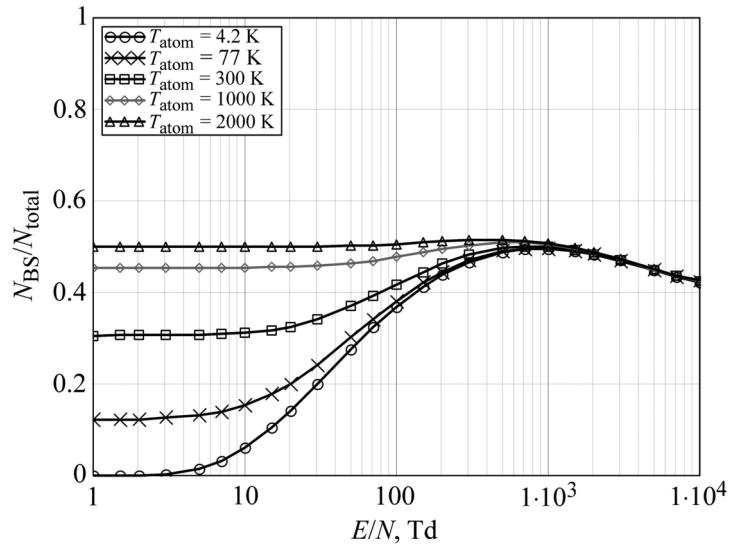


Рис. 4: Зависимости доли столкновений с резонансной передачей заряда от приведенной напряженности электрического поля. Различные кривые соответствуют разным температурам газа.

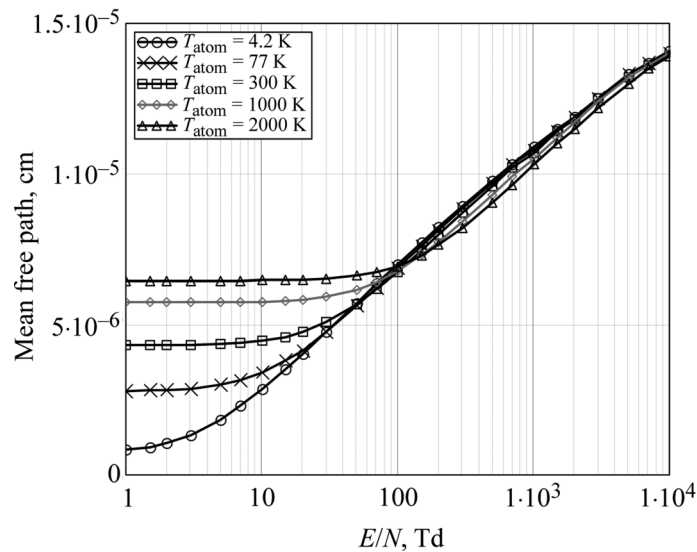


Рис. 5: Зависимости длины свободного пробега ионов гелия от приведенной напряженности электрического поля. Различные кривые соответствуют разным температурам газа.

Приведенные расчетные данные о величине разогрева ионов показывают:

- 1) Влияние температуры атомов на величину разогрева очень велико;

2) Соотношение Ванье с $\beta = 1$ лучше описывает случай слабого поля, когда определяющую роль играет поляризационное взаимодействие;

3) Соотношение Ванье с $\beta = 0$ лучше описывает случай сильного поля, когда определяющую роль играют столкновения с резонансной передачей заряда;

4) Даже в очень слабых полях разогрев в направлениях вдоль и поперек поля значительно различается – продольный разогрев во много раз больше;

5) В то же время, в сильных полях поперечным разогревом ионов нельзя пренебрегать, особенно при криогенных температурах.

Для демонстрации специфики дрейфа иона в газе при различных температурах на рис. 4 приведены зависимости доли столкновений с резонансной передачей заряда от приведенной напряженности электрического поля. Различные кривые соответствуют разным температурам газа. Этот рисунок указывает, что даже в сильных полях и при высоких температурах газа доля столкновений с резонансной перезарядкой не превышает 50%, поэтому не работает широко используемая гипотеза о равенстве поперечной температуры ионов и газа.

Рис. 5 показывает зависимости длины свободного пробега ионов гелия от приведенной напряженности электрического поля. Различные кривые соответствуют разным температурам газа. Выбран полулогарифмический масштаб, чтобы показать неприменимость приближения о постоянной длине свободного пробега в случае сильных полей. Из-за логарифмического характера зависимости сечения резонансной перезарядки [7] длина свободного пробега с увеличением поля значительно вырастает.

Приведенные результаты расчетов имели целью показать важность влияния температуры газа на разогрев ионов в условиях криогенного разряда, а именно, экспериментов с пылевой плазмой [4]. Но они имеют значительно более общий характер, и помимо криогенного разряда могут использоваться для оценок характеристик газоразрядной плазмы в смеси тяжелого и легкого газов [7, 9], при анализе экспериментов с разлетом ступка ультрахолодных ионов в окружающий газ [5], при использовании газоразрядной плазмы в установках ионного и плазмохимического травления, осаждения, распыления в магнетронных установках и т.д.

Численное моделирование выполнено в ОИВТ РАН при поддержке гранта Российского научного фонда (проект номер 14-50-00124).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. W. McDaniel, L. A. Viehland, *Physics Reports* **110**(5-6), 333(1984).
- [2] H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. McDaniel, et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **17**, No. 3, (1976).
- [3] E. A. Mason, and L. A. Viehland, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **60**, No. 1, (1995).
- [4] С. Н. Антипов, Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин и др., *ЖЭТФ* **133**, вып. 4, 948 (2008).
- [5] T. C. Killian, *Science* **316**, 705 (2007).
- [6] Р. И. Голятина, С. А. Майоров, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **42**(10), 3 (2015).
- [7] С. А. Майоров, *Физика плазмы* **35**(9), 869 (2009).
- [8] С. А. Майоров, В. Н. Цытович, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **39**(3), 14 (2012).
- [9] С. Н. Антипов, М. М. Васильев, С. А. Майоров и др., *ЖЭТФ* **139**, вып. 3, 554 (2011).

Поступила в редакцию 23 сентября 2015 г.