

УДК 537.52

КОЭФФИЦИЕНТ ТАУНСЕНДА И КРИВАЯ УХОДА ДЛЯ ПАРОВ МЕДИ

А. Н. Ткачев, А. А. Феденев, С. И. Яковленко

Проведено моделирование ионизационных и дрейфовых характеристик электронов в парах меди. Рассмотрение меди представляет интерес, как пример элемента, для которого сечение возбуждения в пике существенно превосходит сечение ионизации. Для паров меди вычислена двузначная кривая ухода электронов, разделяющая область эффективного размножения электронов и области, в которых электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Показано, что из-за большого сечения возбуждения верхняя и нижняя ветви кривой ухода для паров меди расположены ближе друг к другу, чем для обычных газов.

В работах [1 – 3] было показано, что понятие коэффициента Таунсенда не теряет смысла даже для сильных электрических полей, при которых можно пренебречь ионизационным торможением электронов о газ. В связи с этим было проведено моделирование переноса и размножения электронов для широкого диапазона значений напряженности электрического поля, охватывающего и те значения, при которых коэффициент Таунсенда начинает падать с ростом поля (см. обзоры [4 – 7]). На базе этих расчетов были построены двузначные кривые ухода, разграничивающие область экспоненциального размножения электронов и области, в которых электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться.

Расчеты ионизационно-дрейфовых характеристик электронов в широком диапазоне значений напряженности электрического поля проведены для He , Ne , Xe , N_2 , SF_6 . У этих газов энергия возбуждения электронных состояний ненамного меньше энергии ионизации, а сечения ионизации в пике превосходят сечения возбуждения. Представляет

интерес рассмотреть перенос и размножения электронов в парах металлов, у которых энергия возбуждения нижних уровней существенно ниже энергии ионизации, а сечение возбуждения в пике превосходит сечение ионизации. В данной работе в качестве такого примера рассмотрены пары меди.

Использованная модель. Для получения ионизационно-дрейфовых характеристик использовалась та же модель динамики многих частиц, что и в работах [1 – 7]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной средней энергией $\epsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$. На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных актов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Ниже приведены результаты для плоских электродов, находящихся на расстоянии d под напряжением U . Рассматривались акты упругого рассеяния электронов на атомах, ионизация атомов электронами и возбуждение уровней $3d^9 4s^{22} D_{5/2}$, $3d^9 4s^{22} D_{3/2}$, $3d^{10} 4p^2 P_{1/2}$, $3d^{10} 4p^2 P_{3/2}$, $3d^9 ({}^2D) 4s 4p ({}^3P^0) {}^4P^0$, ${}^4D^0$, ${}^4F^0$, на основе данных работ [8 – 10].

Результаты расчетов. Коэффициент Таунсенда α_i (представленный на рис. 1) определялся как множитель в показателе экспоненты, аппроксимирующей рассчитанное число актов ионизации $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$ для разных расстояний до катода x . Расчеты показали, что, как и в случае обычных газов [1 – 7], при любых значениях напряженности поля $E = U/d$ имеет место экспоненциальная зависимость $n_i(x) \propto \exp(\alpha_i x)$, где $\alpha_i = \text{const}$, когда $x \gg \alpha_i^{-1}$. При этом дрейфовая скорость u_d и средняя энергия электронов ϵ^* от x не зависят.

В работах, подытоженных в [1 – 7], был введен критерий применимости таунсендовского режима размножения электронов, определяющий граничное значение напряженности поля E_{cr} : $\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1$, где p – давление. Разумеется, этот критерий можно было бы записать и в более строгой форме: $\int_0^d \alpha_i(E_{cr}, p, x) dx = 1$. Однако такое усложнение не имеет глубокого смысла, поскольку сам критерий носит качественный характер.

Критерий ухода значительной доли электронов из промежутка между плоскими электродами в [1 – 7] записан в виде:

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (1)$$

Здесь $\xi(E/p) = \alpha_i(E, p)/p$, $U_{cr} = E_{cr}d$. Формула (1) дает неявную зависимость критического напряжения U_{cr} от pd , т.е. кривую, названную в [4 – 7] кривой ухода $U_{cr}(pd)$. Кривая ухода разграничивает на плоскости (U_{cr}, pd) область размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев существенно

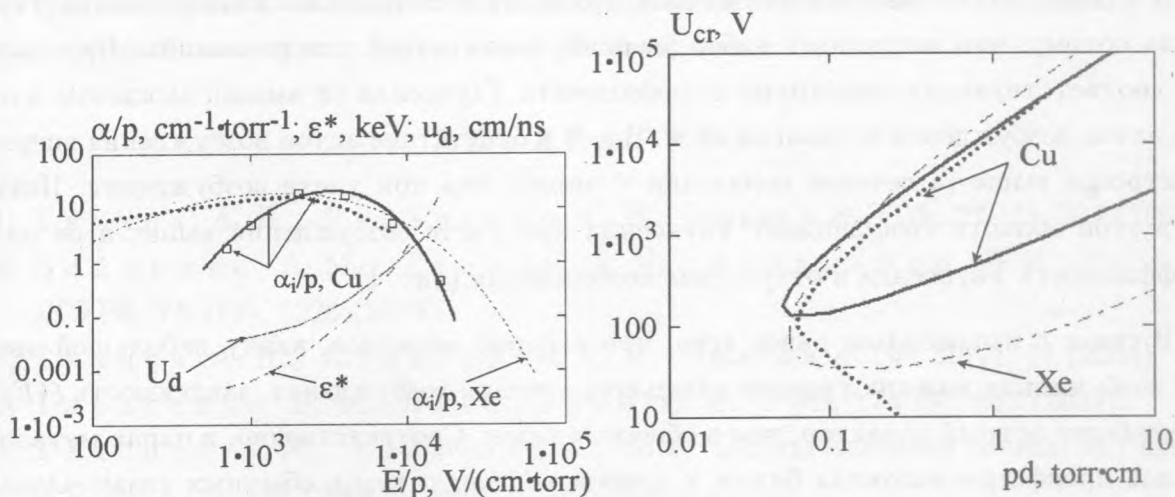


Рис. 1. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик для паров меди от приведенной напряженности поля E/p . Квадраты соответствуют численным расчетам коэффициента Таунсенда для меди. Сплошная кривая соответствует аппроксимации: $\xi(x) = A \exp(-B\sqrt{1/x} - Cx)$, $A = 1.4 \cdot 10^3 (\text{см} \cdot \text{торр})^{-1}$, $B = 163 (\text{В}/\text{см} \cdot \text{торр})$, $C = 4.3 \cdot 10^{-4} (\text{см} \times \text{торр}/\text{В})$; u_d – дрейфовая скорость электронов (в см/нс); ϵ^* – средняя энергия электронов (в кэВ). Величины u_d , ϵ^* – результат моделирования переноса и размножения электронов в парах меди с учетом актов возбуждения. Пунктирная кривая соответствует расчетам коэффициента Таунсенда без учета возбуждения; для сравнения приведен коэффициент Таунсенда для ксенона [4 – 7].

Рис. 2. Универсальные кривые $U_{cr}(pd)$, разграничивающие области ухода и размножения электронов для паров меди. Пунктирная кривая соответствует расчетам без учета возбуждения; для сравнения приведена кривая ухода для ксенона [4 – 7].

размножиться. Она двузначна (рис. 2) ввиду немонотонности $\xi_i(E/p)$. Верхняя ветвь кривой ухода (названная кривой убегания [4 – 7]) соответствует формированию значительной доли убегающих электронов, т.е. электронов, ускоряющихся на всем рассматриваемом промежутке.

Обсуждение результатов. Для того чтобы непосредственно продемонстрировать влияние актов возбуждения атомов меди на величину коэффициента Таунсенда, были проведены расчеты, в которых все сечения возбуждения были положены равными нулю (рис. 1, 2). Видно, что в слабых полях наличие эффективного возбуждения сильно уменьшает значения коэффициента Таунсенда и, соответственно, – повышает нижнюю ветвь кривой ухода (кривую дрейфа [1 – 7]).

В слабых полях возбуждение атомов приводит к понижению коэффициента Таунсенда потому, что затрудняет набор энергии, достаточной для ионизации. При полях же, соответствующих максимуму коэффициента Таунсенда (и выше), механизм влияния актов возбуждения несколько иной. Здесь в отсутствие актов возбуждения энергия электронов выше (а сечение ионизации – ниже), чем при учете возбуждения. Поэтому в этой области коэффициент Таунсенда при учете возбуждения выше, а не ниже коэффициента Таунсенда в отсутствие возбуждения (рис. 1).

В связи с изложенным ранее ясно, что в парах металлов, ввиду небольшой энергии возбуждения нижних уровней и больших сечений возбуждения, зависимость $\xi(E/p)$ имеет более острый характер, чем в обычных газах. Соответственно, в парах металлов кривая дрейфа расположена ближе к кривой убегания, чем в обычных газах. Однако качественный характер кривой ухода (разделяющей области дрейфа, размножения и убегания электронов) у металлов такой же, как в обычных газах.

Отметим, что приведенные результаты численного моделирования противоречат качественным соображениям работы [11] о критерии убегания электронов. В работе [11] в частности утверждается, что критерий убегания электронов в случае большого сечения возбуждения определяется этим сечением и не зависит от сечения ионизации. Дело в том, что при рассмотрении случая, когда сечение возбуждения больше сечения ионизации, в [11] пренебрегается ионизацией. Этого нельзя делать при определении границы между областью размножения электронов и другими областями.

Нельзя также согласиться с утверждением [11, с. 655] о том, что условие $\alpha_i d = 1$ “невозможно использовать в качестве критерия, поскольку значения α_i получаются в результате сложных расчетов”. Как бы ни были сложны расчеты, если они уже проведены и зависимость $\xi(E/p)$ протабулирована, то определение критерия на ее основе значительно надежнее оценок, использующих грубые предположения относительно функции распределения электронов. Отметим, что сечения элементарных актов тоже часто табулируют на основе сложных расчетов, и это вовсе не мешает использовать соответствующие результаты.

Заключение. Проведенное моделирование переноса и размножения электронов в парах меди показывает, что коэффициент Таунсенда не теряет физического смысла и в сильных электрических полях, когда можно пренебречь ионизационным торможением. Зависимость коэффициента Таунсенда от напряженности поля у меди имеет более острый пик, чем в случае обычных газов, из-за больших сечений возбуждения нижних

электронных уровней. Соответственно, верхняя и нижняя ветвь кривой ухода для меди расположены ближе друг к другу, чем в обычных газах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77** (5), 264 (2003).
- [2] Бойченко А. М., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **78** (11), 1223 (2003).
- [3] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**(7), 14 (2004).
- [4] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174** (9), 953 (2004).
- [5] Tkachev A. N., Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2** (4), 579 (2004) (www.cesj.com/physics.html)
- [6] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Physica scripta, **72** (1), 41 (2005).
- [7] Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Plasma devices and operations, **13**(4), 231 (2005).
- [8] Trajmar S., Williams W., and Srivastava S. K. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **10**, 323 (1977).
- [9] Carman R. J., Brown D. J. W., and Piper J. A. IEEE J. Quantum Electron., **30**, 1876 (1994).
- [10] Bolorizadeh M. A., Patton C. J., Shah M. B., and Gilbody H. V. J. Phys. B, **27**, 175 (1994).
- [11] Ульянов К. Н. ТВТ, **43** (5), 645 (2005).

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 10 марта 2006 г.