

УДК 537.52;0.3;0.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ ГАЗОВЫХ ПРОМЕЖУТКОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

С. И. Яковленко

На основе модели размножения электронов фона получена временная зависимость ионизации, адекватно описывающая эксперименты по иницированию высоковольтного субнаносекундного импульсного пробоя при давлении газа порядка десятков атмосфер.

В работах [1 – 5] в связи с генерацией мощных субнаносекундных электронных пучков в газах атмосферного давления рассмотрена также и начальная стадия субнаносекундного импульсного пробоя газовых промежутков. Естественно применить результаты [1 – 5] для описания механизмов иницирования высоковольтного импульсного пробоя при давлении газов порядка десятков атмосфер. Дело в том, что хотя разрядники высокого давления широко используются при изготовлении электрофизической аппаратуры, исследование физики формирования импульсного пробоя, как отмечено в недавней работе [6], в субнаносекундном диапазоне пока проведено недостаточно.

В работе [6] дана развернутая во времени фотография свечения пробоя газового промежутка с расстоянием между электродами порядка миллиметра, заполненного азотом при давлении порядка десятков атмосфер, а также рассмотрена теоретическая модель начальной стадии пробоя. Эта модель, однако, представляется сомнительной потому, что в ней используется максвелловское распределение электронов по скоростям и понятие джоулева нагрева на начальной стадии пробоя.

В данной работе проведено рассмотрение начальной стадии пробоя в условиях экспериментов [6] на основе модели размножения электронов фона.

Однородная модель ионизации. В работах [5, 7 – 10] обращено внимание на тот факт, что распространение разряда в плотном газе в ряде случаев определяется не переносом электронов или фотонов, а размножением уже имеющихся электронов малой фоновой

плотности. Обычно наиболее интенсивное размножение имеет место вблизи проводящей поверхности малого радиуса кривизны, где концентрируется электрическое поле и это порождает волну размножения,двигающуюся в направлении против градиента модуля напряженности электрического поля.

Волна размножения электронов фона распространяется с конечной скоростью в неоднородном поле. В случае же однородного поля скорость волны размножения становится бесконечной, т.е. ионизация газа происходит сразу во всем промежутке. Ниже, ориентируясь на эксперименты [6], рассмотрим такую однородную модель ионизации.

Как известно, в начальной стадии размножения электронов, когда плазма еще не искажает напряженность приложенного электрического поля E , основные параметры, характеризующие скорость ионизации среды, являются функциями приведенной к давлению p (или к плотности газа N) напряженности электрического поля E/p . Это позволяет по табулированным соответствующим параметрам (см., например, [1–5, 11]) вычислить среднюю энергию ϵ^* и дрейфовую скорость электронов v_{ed} , а также коэффициент Таунсенда α_i и частоту ионизации $\nu_i = \alpha_i \cdot v_{ed}$ как функцию времени t при заданной из эксперимента зависимости $E(t)$.

Зная частоту ионизации $\nu_i(E/p)$, просто найти плотность электронов:

$$N_e(t) = N_{e0} \exp \left(\int_0^t \nu_i(E(t')/p) dt' \right),$$

где N_{e0} – начальная плотность электронов. Частота ионизации ν_i экспоненциально растет с ростом напряженности поля, а плотность электронов N_e экспоненциально растет с ростом частоты ионизации ν_i . Так что на фронте импульса плотность электронов растет “дважды экспоненциально”. Поэтому величина N_{e0} слабо влияет на результаты рассмотрения (рис. 1, 2).

Рассмотрение ограничено критическим значением плотности электронов N_{ecr} , которое определяется из равенства пикового значения напряженности поля E_0 заряду электронов в плазме на единицу поверхности:

$$N_{ecr} = E_0 / (4\pi e d).$$

При $E_0 = 2 \cdot 10^9$ V/cm, $d = 1.42$ mm имеем $N_{ecr} \approx 8 \cdot 10^{12}$ cm⁻³.

Обсуждение результатов. Анализ зависимостей, приведенных на рис. 2, показывает, что в момент времени, когда приведенная напряженность поля достигает значения $E/p \approx 100$ V/(cm · Torr), происходит крайне быстрый (экспонента от экспоненты) рост

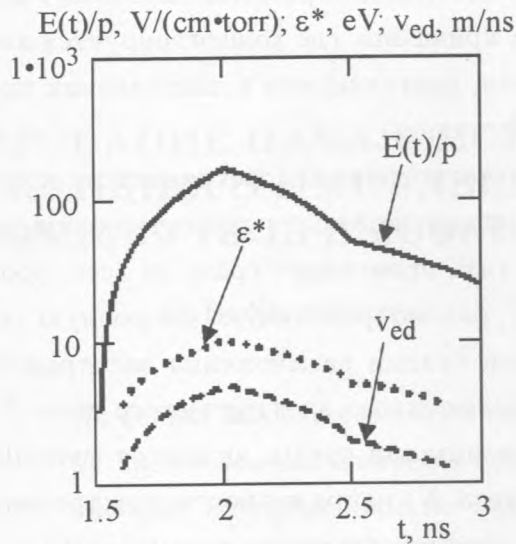


Рис. 1. Временная зависимость приведенной к давлению напряженности поля $E(t)/p$ (взята из [6]), средняя энергия ϵ^* и дрейфовая скорость электронов v_{ed} (вычислены как функции $E(t)/p$ по данным [11, 1 – 5]). Пиковая напряженность поля $E_0 = 2 \cdot 10^9$ В/см и плотность азота $N = 4 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$ ($p \approx 16$ атм) взяты из [6], $N_{e0} = 1$ см $^{-3}$.

плотности электронов. При рассматриваемых параметрах плотность электронов резко растет спустя примерно 100 – 300 ps после начала роста импульса поля (в зависимости от его крутизны), и достигает критического значения N_{ecr} в течение времени порядка десяти пикосекунд. Это наглядно иллюстрирует зависимость $N_e(t)$, приведенную в линейном масштабе на рис. 2. Средняя энергия электронов ϵ^* (в отличие от результатов модели [6]) меняется незначительно. Соответственно, быстрый рост плотности электронов связан не с появлением “горячих” электронов, а с известным резким увеличением частоты ионизации ν_i на фронте напряженности поля $E(t)$.

Быстрый рост свечения, описываемый скачком плотности электронов, наблюдался в экспериментах в виде яркой вспышки излучения, мгновенно заполняющего разрядный промежуток.

Для более поздних моментов времени, когда $N_e(t) > N_{ecr}$, подходы, основанные на задании напряженности внешнего поля $E(t)$, утрачивают силу. Квазистационарное поле проникает в плазму только вместе с электрическим током. На этой стадии можно приближенно использовать максвелловское распределение и пользоваться формулами, справедливыми для джоулева нагрева. Однако при рассмотрении инициирования высо-

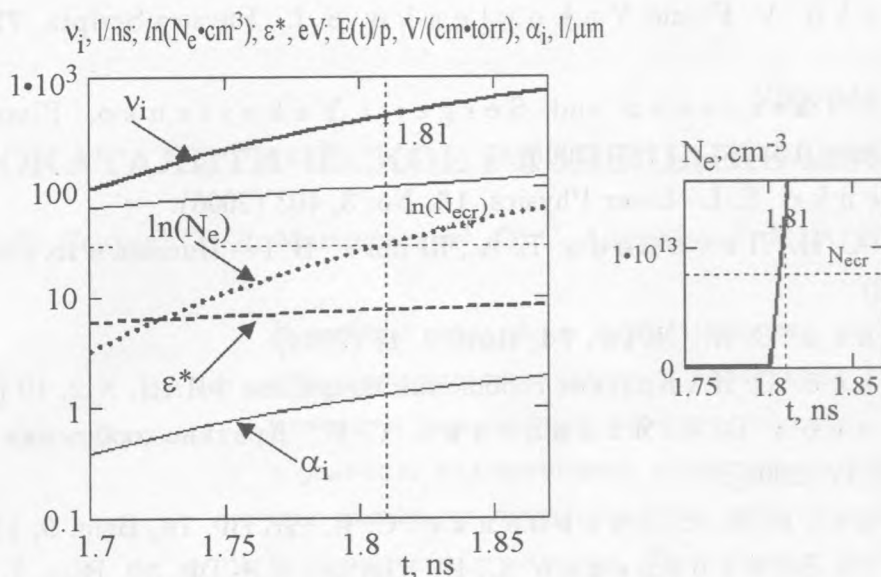


Рис. 2. Временная зависимость плотности электронов и других параметров, характеризующих скорость ионизации.

ковольтного импульсного пробоя представляет интерес именно начальная стадия.

Отметим также, что характерная длина размножения α_i^{-1} порядка микрона (см. рис. 2), что много меньше расстояния между электродами $d \sim 1 \text{ mm}$. Поэтому в неоднородном поле ионизация должна происходить за счет продвижения волны размножения.

Таким образом, простая модель размножения электронов фона позволяет провести моделирование временной зависимости ионизации, адекватно описывающее эксперименты по инициированию высоковольтного субнаносекундного импульсного пробоя при давлении газов порядка десятков атмосфер. Было бы хорошо использовать технику получения развернутой во времени фотографии свечения пробоя газового промежутка [6] для систематического исследования распространения волны размножения электронов фона [5, 7 – 10] при более низких давлениях (порядка атмосферного).

Работа поддержана МНТЦ, проект N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**, N 9, 953 (2004).
- [2] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), 579 (2004) (www.cesj.com/physics.html).

- [3] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. *Physica Scripta*, **72**, No 1, 41 (2005).
- [4] Victor F. Tarasenko and Sergei I. Yakovlenko, *Plasma Devices and Operations*, **13**, No. 4, 231 (2005).
- [5] Yakovlenko S. I. *Laser Physics*, **16**, No. 3, 403 (2006).
- [6] Иванов С. Н., Литвинов Е. А., Шпак В. Г. *Письма в ЖТФ*, **32**, Вып. 17, 23 (2006).
- [7] Яковленко С. И. *ЖТФ*, **74**, Вып. 9, 47 (2004).
- [8] Яковленко С. И. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 2, 10 (2006).
- [9] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 2, 17 (2006).
- [10] Гундиенков В. А., Яковленко С. И. *ЖТФ*, **76**, Вып. 9, 130 (2006).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. *Письма в ЖТФ*, **30**, Вып. 7, 14 (2004).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 7 июля 2006 г.