

СВЧ РАЗРЯД В ВАКУУМЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*М. П. Брижинева, С. В. Голубев, Д. С. Дорожжина, В. Г. Еремин,
В. Г. Зорин*, А. Г. Литвак, И. В. Плотников, С. В. Разин,
В. Е. Семенов, А. В. Стриковский, О. Н. Толкачева*

*Институт прикладной физики Российской академии наук
603155, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 2000 г.

Представлены результаты исследования разряда, возникающего в вакууме на поверхности твердых диэлектрических материалов при их облучении интенсивным (до 25 МВт/см²) электромагнитным излучением сантиметрового диапазона. При превышении плотностью потока СВЧ энергии некоторого порогового значения, зависящего от материала мишени, вблизи поверхности возникал разряд. Его возникновение связано с испарением материала мишени и пробоем испаренного вещества. Образующаяся плазма первоначально имеет вид тонкого (в масштабе длины волны) слоя с концентрацией электронов 10^{16} см⁻³ по порядку величины. Экспериментально показано, что в плазме происходит эффективная генерация многозарядных ионов. Измеренное распределение ионов по энергиям в разлетающейся плазме согласуется с расчетным, полученным при решении задачи о квазинейтральном разлете в вакуум локализованного сгустка бесстолкновительной плазмы с холодными ионами.

PACS: 52.80.Pi, 52.80.Vr, 51.50.+v

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время заметно повысился интерес к исследованиям разряда, возникающего в вакууме вблизи поверхности твердых тел при облучении их интенсивным электромагнитным излучением. Этот интерес обусловлен, с одной стороны, прогрессом в создании мощных СВЧ генераторов, который сделал возможным исследование разряда при высоких, недавно еще недоступных интенсивностях СВЧ излучения (порядка десятков мегаватт через квадратный сантиметр), с другой стороны — возможным практическим применением такого разряда для модификации поверхности твердых тел [1, 2] и создания ионных источников. Исследование указанного разряда представляется интересным и для электроники больших мощностей, поскольку развитие разряда на выходных окнах и изоляторах генераторов на релятивистских электронных пучках может ограничить мощность и длительность СВЧ импуль-

са. В настоящей работе представлены результаты исследования разряда, возникающего на поверхности диэлектрических материалов при их облучении мощными квазиоптическими пучками электромагнитных волн, в частности, приводятся первые экспериментальные данные, касающиеся характера разлета многокомпонентной плазмы и эффективности генерации многозарядных ионов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты проводились с использованием мощного короткоимпульсного СВЧ излучения карсинофона. Излучение с частотой 10 ГГц и длительностью импульса 40 нс формировалось в квазиоптический пучок электромагнитных волн линейной поляризации и фокусировалось в вакуумную камеру (интенсивность в фокальной области достигала 25 МВт/см²). Площадь поперечного сечения фо-

*E-mail: zorin@appl.sci-nnov.ru

Рис. 1. Фотография разряда на плексигласе, снятая вдоль оси СВЧ пучка. Темная полоса в центре кадра — тень от зонда Ленгмюра, стрелка слева показывает направление вектора электрического поля в СВЧ волне

кального пятна составляла 10 см^2 . Давление в камере поддерживалось на уровне $p \approx 10^{-3}\text{--}10^{-5}$ Торр.

При внесении в фокальную область СВЧ пучка диэлектрических материалов на их поверхности возникал разряд (фиксируемый по вспышке света), причем возникновение его происходило при интенсивности излучения, превосходящей некоторое пороговое значение, зависящее от материала мишени и не зависящее от остаточного давления газа в диапазоне, используемом в экспериментах ($p < 10^{-3}$ Торр). Например, пороговая интенсивность возникновения разряда на тефлоне составляла 20 МВт/см^2 , на стекле — 8 МВт/см^2 , плексигласе — 2 МВт/см^2 . Фотография разряда приведена на рис. 1. Свечение плазмы представляло собой совокупность нитей, вытянутых вдоль направления электрического поля волны. Характерные поперечные размеры нити $0.1\text{--}0.2 \text{ см}$, среднее расстояние между нитями составляло $0.2\text{--}0.4 \text{ см}$, длина нитей определялась поперечными размерами СВЧ пучка и достигала нескольких сантиметров (до 10 см).

Пространственно-временные характеристики свечения разряда исследовались с помощью скоростного электронно-оптического фотохронографа «Кадр-2». Скорость распространения разряда по поверхности диэлектрика от центра фокального пятна вдоль направления электрического поля волны

Рис. 2. Оптическая развертка разряда. Ось z соответствует координате, перпендикулярной плоскости мишени, ось t — время

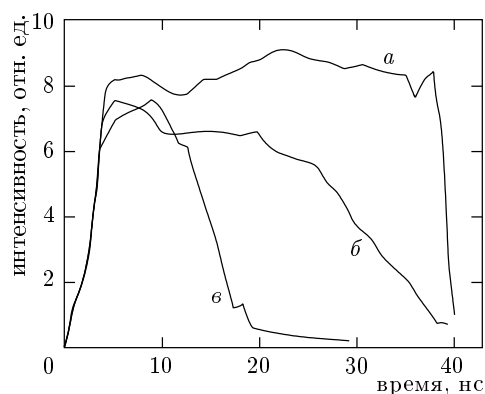


Рис. 3. Осциллограммы падающего (*a*) и прошедшего СВЧ излучения при различной СВЧ мощности. Осциллограмма *б* — 4 МВт/см^2 , осциллограмма *в* — 12 МВт/см^2

достигала значения 10^8 см/с , а скорость движения фронта ионизации навстречу СВЧ волне составляла $V_z \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. На рис. 2 приведена характерная оптическая развертка разряда, иллюстрирующая распространение его навстречу СВЧ излучению.

Развитие разряда при достаточно большой мощности излучения сопровождалось полной экранировкой СВЧ излучения. Характерные осциллограммы прошедшего СВЧ сигнала приведены на рис. 3. Эти измерения проводились с помощью охлаждаемого германиевого детектора СВЧ излучения на быстрых электронах и специальных калориметров. При боль-

шой мощности генератора коэффициент прохождения сквозь плазменный слой приблизительно через десять наносекунд уменьшался более чем в 50 раз.

Наблюдающееся развитие разряда может быть связано только с пробоем испаряющегося вещества диэлектрической мишени. Собственное поглощение СВЧ излучения диэлектриком слишком мало для его заметного нагрева. В работе [3] сделано предположение, что при высоких интенсивностях СВЧ излучения на поверхности диэлектрика в вакууме возникает вторично-эмиссионный разряд, электроны которого, бомбардируя поверхность, вызывают существенное увеличение электропроводности в тонком приповерхностном слое (так называемая наведенная проводимость). Поглощение СВЧ энергии в этом слое и приводило, по-видимому, к его нагреву и испарению с последующим пробоем паров. Количество испаренного вещества в наших экспериментах оценивалось по изменению давления в камере после каждого разряда и по импульсу отдачи, приобретенному диэлектрической мишени при испарении вещества. Давление измерялось с помощью открытой ионизационной лампы на нескольких расстояниях от разряда спустя 2, 3 и 30 мс после окончания СВЧ импульса, когда плазма уже не влияет на точность измерений. Приращение давления составляло $(4-8) \cdot 10^{-5}$ Торр при фоновом давлении $4 \cdot 10^{-4}$ Торр. Оценка испаренного вещества мишени для условий экспериментов колеблется от $6 \cdot 10^{17}$ до $1.5 \cdot 10^{18}$ частиц за выстрел. Оцененная по измеренному с помощью маятникового датчика импульсу отдачи, полученному мишени после СВЧ выстрела, масса испаренного вещества согласуется с оценкой по приращению давления.

Расширение испаряемого вещества в вакуум происходит со скоростью порядка скорости звука, отсвечивающей температуре испарения. При постоянной интенсивности испарения этот процесс описывается автомодельной волной разрежения [4]:

$$N(x, t) = N_0 \left(1 - \frac{(\gamma - 1)x}{(\gamma + 1)V_s t} \right)^{2/(\gamma - 1)}, \quad (1)$$

где $N(x, t)$ описывает распределение концентрации паров в пространстве, x — расстояние от мишени, t — время от начала процесса испарения, N_0 — концентрация паров у поверхности мишени, V_s — скорость звука в парах у поверхности мишени, γ — показатель адиабаты в паре, рассматриваемом как идеальный газ. Плотность потока пара из мишени равна в этом случае произведению $N_0 V_s$. Принимая для оценок $V_s \approx 10^5$ см/с, найдем, что концентрация паров у мишени достигала значений $(1-5) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$,

характерных для воздуха атмосферного давления. Расширяясь, они за характерное время развития разряда $\tau_i \approx 10^{-8}$ с занимали область толщиной $l_g \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см. Внутри этой области плотность паров быстро убывает с удалением от мишени, так что уже на расстоянии $l_g/2$ эффективная частота столкновений ν электронов с молекулами пара становится порядка циклической частоты поля ω . Оценки показывают, что при характерных для эксперимента интенсивностях СВЧ излучения частота ионизации ν_i электронным ударом в невозмущенном поле достигала значений порядка 10^{10} с $^{-1}$ в плотном газе у поверхности диэлектрика и 10^{11} с $^{-1}$ в области своего максимума, где $\nu \approx \omega$. Пробой паров в этих условиях происходит очень быстро (за время меньше 1 нс), и образующаяся плазма оказывается локализованной первоначально в тонком слое толщиной порядка 10^{-3} см, в котором частота столкновений электронов порядка частоты поля. Рост плотности плазмы в этом слое продолжается до тех пор, пока вследствие ее экранирующего воздействия интенсивность СВЧ поля вблизи мишени не снизится до такого уровня, при котором частота ионизации окажется порядка характерной частоты потерь ν_{loss} плазмы из области пробоя. Оценки показывают, что основные потери плазмы в области максимума ионизации обусловлены ее амбиполярной диффузией и $\nu_{loss} \approx 10^9$ с $^{-1}$. Такое значение частоты ионизации в рассматриваемой области достигается при амплитуде СВЧ электрического поля порядка нескольких кВ/см, в то время как невозмущенное значение амплитуды составляет примерно 100 кВ/см. Соответствующее снижение амплитуды поля тонкий (в масштабе длины волны) плазменный слой может обеспечить за счет отражения падающего излучения. Используя известные формулы для коэффициента отражения Γ тонкого плазменного слоя

$$\Gamma \approx -\frac{J}{1+J}, \quad J = \frac{ic}{2} \int \frac{N_e dx}{N_c(\omega - i\nu)}, \quad (2)$$

$$E = E_0(1 + \Gamma),$$

можно показать, что требуемое снижение амплитуды поля происходит, если полное число электронов, приходящихся на единичную площадь слоя, достигает величины порядка

$$50cN_c/\omega \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}.$$

Здесь c — скорость света в вакууме, N_e — электронная концентрация, N_c — критическая плотность плазмы. Интегрирование ведется по всей толщине плазменного слоя; E, E_0 — соответственно комплекс-

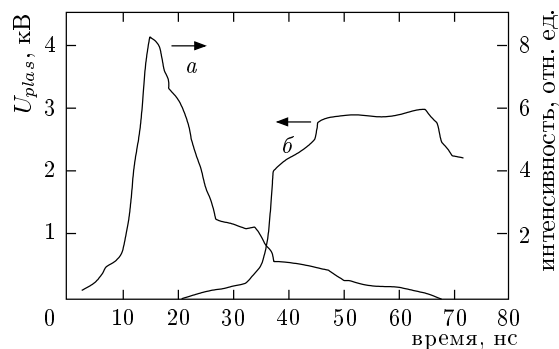


Рис. 4. Осциллограммы прошедшего через плазму СВЧ излучения (а) и потенциала плазмы (б)

ная амплитуда электрического поля в плазме и амплитуда падающей плоской волны.

Следовательно, пробой тонкого слоя пара вблизи мишени должен привести за время порядка 1 нс к формированию плазменного слоя толщиной 10^{-3} см с концентрацией электронов порядка 10^{16} см $^{-3}$, который экранирует мишень от падающего СВЧ излучения. Вследствие экранировки ионизационные процессы должны сильно замедлиться, но плазменный слой будет расширяться сначала из-за диффузии, а затем, когда плазма выйдет за пределы облака паров, начнется ее свободный разлет с ионно-звуковой скоростью, который, по-видимому, и фиксируется фотохронографом как движение фронта ионизации.

С помощью подвижных электрических зондов были проведены исследования потенциала плазмы и характеристик ее разлета. Потенциал плазмы U_{plas} измерялся одиночным зондом с большим нагрузочным сопротивлением (несколько МОм), помещенным вблизи диэлектрика (характерная осциллограмма потенциала представлена на рис. 4). Измерения показали, что потенциал плазмы быстро возрастал после формирования плотной плазмы, достигал нескольких киловольт и поддерживался длительное время на этом уровне. Высокий потенциал плазмы свидетельствует о высокой температуре электронов. По всей видимости, такой высокий потенциал создавался плазмой на периферии разряда, где плотность плазмы невелика, а амплитуда СВЧ поля на расстоянии четверти длины волны от плотного плазменного слоя (т. е. в пучности формирующейся стоячей волны) может даже превышать амплитуду падающей волны. Поэтому температура электронов здесь поддерживается на высоком уровне (порядка осцилляторной энергии электронов в падающей волне, составляющей несколько кэВ).

Рис. 5. Осциллограмма тока ВЭУ анализатора ионов. Развертка осциллографа 10 мкс/деление

Кроме того, проводились времяпролетный и энергетический анализы ионов, вылетевших из разряда. Данные измерения были выполнены с помощью пятиканального анализатора ионов, позволяющего определять время прихода на анализатор ионов с различной энергией. Анализатор располагался на расстоянии приблизительно 3 м от разряда. Ось коллиматора прибора совпадала с направлением вектора напряженности электрического поля в волне. Анализирующим элементом прибора являлся конденсатор, отклоняющий ионы на угол, зависящий от их энергии. Далее частицы поступали в пять цилиндрических конденсаторов, выделявших ионы с определенной энергией, и регистрировались ВЭУ. Типичная осциллограмма тока ВЭУ $I_V(t)$ показана на рис. 5. Пики на осциллограмме соответствуют ионам, энергия которых, приходящаяся на единичный элементарный заряд, определялась настройкой канала (осциллограмма на рис. 5 отвечает настройке канала на энергию однократно ионизованных ионов 200 эВ). Полагая, что ионы летят от мишени к анализатору большую часть пути равномерно [5], можно по времени прихода ионов на анализатор определить также их скорость. Следовательно, каждому пику на осциллограмме тока ВЭУ можно поставить в соответствие вполне определенную величину отношения заряда иона к его массе, что дает возможность идентифицировать ионы. Результаты такой идентификации указаны на рис. 5. Первые (по времени прихода)

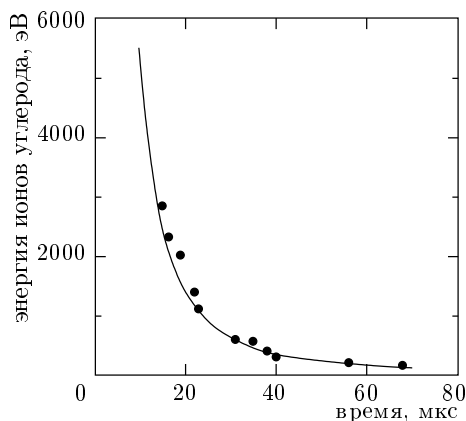


Рис. 6. Зависимость времени прихода на анализатор ионов C^+ от их энергии

два пика соответствуют здесь ионам атомарного и молекулярного водорода, а следующие три связаны с ионами углерода с зарядовыми числами +3, +2 и +1, соответственно. На основе этих измерений можно сделать вывод о том, что в плазме разряда эффективно образуются многозарядные ионы; плотности ионов углерода с зарядом 1, 2 и 3 сравнимы по величине.

Изменяя настройку каналов, можно было определить зависимость времени прихода ионов каждого типа от их энергии W . Для однократно ионизованных ионов углерода соответствующая измеренная зависимость приведена на рис. 6 (точки). Для сравнения на рисунке представлена также расчетная кривая, полученная в предположении о разлете ионов с постоянной скоростью ($W \propto t^{-2}$). Такую зависимость можно получить и на основании решения задачи о разлете в вакуум локализованного плазменного сгустка [5]. Совпадение теоретических и экспериментальных результатов показывает, что исходное предположение об инерционном характере разлета ионов, использованное при их идентификации, соответствует действительности.

На рис. 7 показано распределение ионов C^+ , регистрируемых анализатором, по энергиям (точки) и кривая, соответствующая зависимости, пропорциональной $1/W$. В интервале энергий $W < 3$ кэВ экспериментальные точки хорошо совпадают с данной кривой, а при больших энергиях они ложатся значительно ниже ее. Это означает, что в указанном диапазоне энергетический спектр ионов, приходящих на анализатор, обратно пропорционален энергии, а при больших энергиях он уменьшается существенно более резко. Подобное распределение ионов по энер-

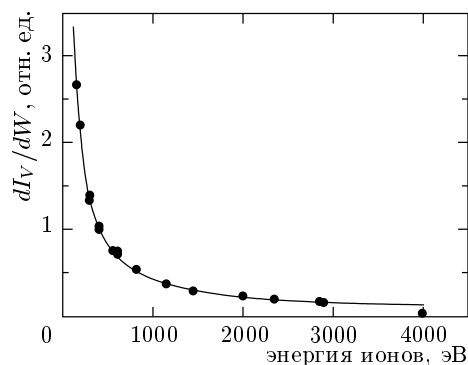


Рис. 7. Распределение ионов C^+ по энергиям

гиям, экспериментально зарегистрированное вдали от источника плазмы, может быть получено при решении задачи о квазинейтральном разлете сгустка бесстолкновительной плазмы с холодными ионами, если первоначальное распределение электронов по скоростям вдоль оси коллиматора (т.е. вдоль направления вектора напряженности электрического поля в падающей электромагнитной волне) определяется выражением

$$f(V) \propto [V_0^2 - V^2]^{-1/2}, \quad (3)$$

где V_0 — скорость электронов с энергией $mV_0^2/2 \approx 3$ кэВ. Интересно отметить, что, согласно результатам работы [6], формирование именно такой функции распределения следует ожидать при ионизации газа в сверхсильных СВЧ полях, в которых энергия свободных колебаний электронов намного превышает 100 эВ. Величина V_0 определяется в этом случае амплитудой скорости осцилляций электронов. В условиях эксперимента направление от плазмы разряда на анализатор ионов совпадало с направлением поляризации падающего СВЧ излучения, а характерные значения осцилляторной энергии электронов достигали нескольких килоэлектронвольт. Поэтому можно предполагать, что регистрируемые анализатором ионы ускорялись в результате разлета плазмы, сформировавшейся на периферии разряда, где частота столкновений электронов мала по сравнению с частотой поля, а амплитуда электрического поля порядка его амплитуды в падающей электромагнитной волне.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследования показали, что плазма, возникающая около диэлектрической мишени в

вакууме при облучении интенсивным электромагнитным излучением, обладает рядом уникальных свойств, которые могут определять ее применение в будущем. Плазма оказывается существенно неравновесной, ее плотность достигает значений 10^{16} см⁻³. Объем и форма, занимаемые плазмой, могут варьироваться в зависимости от формы и размеров СВЧ пучка и мишени. В описанных здесь экспериментах плазма имела вид тонкого диска с диаметром приблизительно 10 см.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-17052).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Батанов, В. А. Иванов, М. Е. Коныжев, А. А. Летунов, Письма в ЖЭТФ **66**, 163 (1997).
2. Л. В. Гришин, А. А. Дорофеюк, И. А. Косый и др., Труды ФИАН **92**, 82 (1977).
3. Г. М. Батанов, В. А. Иванов, М. Е. Коныжев, Письма в ЖЭТФ **59**, 655 (1994).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
5. Д. С. Дорожкина, В. Е. Семенов, Письма в ЖЭТФ **67**, 543 (1998).
6. А. В. Игнатьев, А. А. Рухадзе, Физика плазмы **9**, 1317 (1983).