

ЛОКАЦИЯ ФРОНТА ПОДПОРОГОВЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ (СНС) РАЗРЯДОВ И НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

© 2019 г. К. В. Артемьев^a, Г. М. Батанов^a, Н. К. Бережецкая^a, В. Д. Борзосекон^a,
А. М. Давыдов^a, Л. В. Колик^a, Е. М. Кончечков^{a, *}, И. А. Косый^a, А. Е. Петров^a,
К. А. Сарксян^a, В. Д. Степахин^a, Н. К. Харчев^a

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: konchekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 30.01.2019 г.

После доработки 12.03.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

Для измерения скорости головной части самоподдерживающихся несамостоятельных (СНС) разрядов в микроволновых пучках предложено использовать измерение биений протектированного сигнала, возникающего при интерференции отраженного назад излучения с опорным сигналом. Показано, что скорость головной части разряда, определенная по основной гармонике в фурье-спектрах биений опорного и отраженного сигналов, совпадает со скоростью фронта УФ-свечения разряда. Предложенный метод позволил измерить распределение скорости головной части разряда вдоль траектории волнового пучка, колебания скорости при колебаниях мощности пучка, понижение плотности газа на траектории пучка при использовании пачки импульсов, существование задержки в образовании волны горения в смеси метана с воздухом.

DOI: 10.1134/S0367292119090038

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных методов диагностики движущихся газовых разрядов является диагностика их скорости. Как правило, для этого используются различные методы фотографирования в видимой области спектра. Развитие техники скоростных камер за последние несколько десятилетий достигло высокого уровня получения информации о характеристиках разрядов. Тем не менее, данные о динамике плотности плазмы движущихся разрядов остаются вне возможности оптической регистрации свечения разряда. Недостатком оптической диагностики, также, в случае ее использования в плазмохимических реакторах является необходимость использования окон достаточно хорошего оптического качества.

Для микроволновых разрядов кажется естественным использование самого микроволнового излучения, создающего разряд, для диагностики характеристик плазмы разряда. Подпороговые микроволновые разряды в волновых пучках миллиметрового диапазона представляют собой интесный объект для использования отраженного разрядом излучения для изучения его характеристик. Действительно, мелкая и сложная структура головной части разряда представляет собой конгломерат филаментов, вытянутых вдоль электрического поля волны. Поперечные размеры этих

линейных каналов порядка скин-слоя, а плотность согласно измерениям [1, 2] порядка 10^{17} см⁻³. Вся такая структура расположена в головной части разряда. Таким образом, отраженная волна должна менять фазу по мере распространения разряда навстречу создающему его излучению. Этот принцип измерения изменений фазы отраженного излучения и был положен в основу метода измерения скорости распространения фронта СНС-разрядов в гауссовских пучках [3]. Целью настоящей работы являлось последовательное изложение методики радиолокационного способа измерения скорости распространения СНС-разрядов, методики обработки результатов измерений, сопоставления результатов измерений скорости данным способом с результатами измерения скорости фронта УФ-свечения разряда и выяснение особенностей протекания протяженных СНС-разрядов в различных условиях.

2. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Область возбуждения разряда располагалась в области перетяжки волнового пучка, фокусируемого эллиптическим зеркалом (2), на удалении 80–100 см от центра зеркала. В экспериментах в сво-

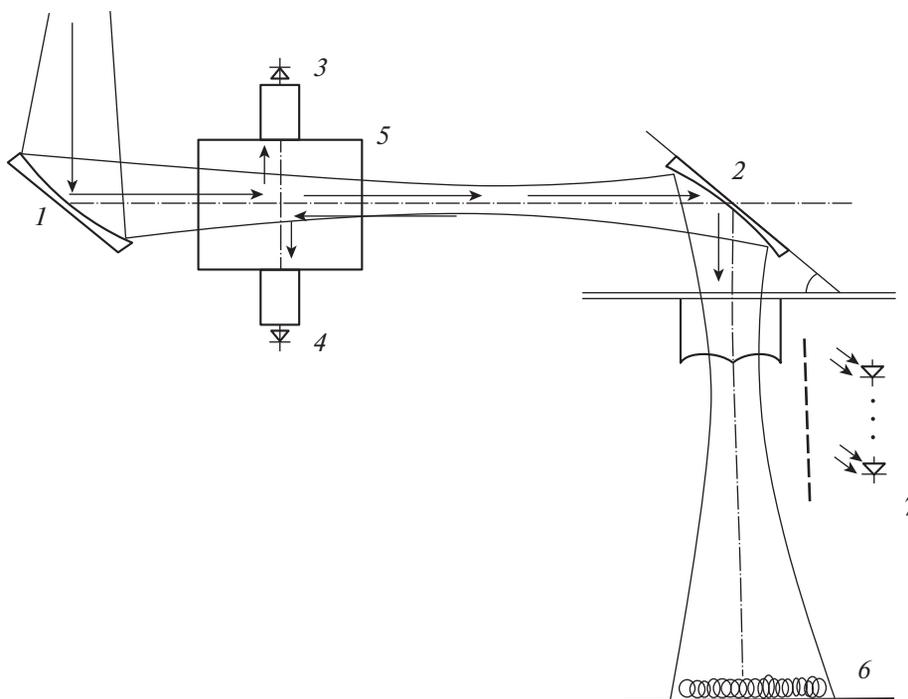


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – второе зеркало квазиоптического тракта, 2 – третье зеркало квазиоптического тракта, 3, 4 – детекторные секции регистрации прямого и отраженного излучения, 5 – квазиоптический ответвитель, 6 – инициатор разряда, 7 – линейка УФ-диодов.

бодном пространстве в воздухе инициатор разряда располагался за перетяжкой пучка на удалении 30–60 см. Как правило, в качестве инициатора использовался клубок хаотически переплетенных нитей прямоугольного сечения $0.1 \times 0.5 \text{ мм}^2$ из нержавеющей стали. В экспериментах могли быть использованы и другие конструкции инициаторов, например, кварцевый цилиндр с металлической спиралью вдоль внутренней стенки [3]. За инициатором при экспериментах в свободном пространстве располагался поглотитель с детекторной головкой для регистрации мощности прошедшего излучения. В экспериментах с плазмохимическим реактором последним располагался таким образом, что его ось совпадала с осью волнового пучка, а перетяжка пучка находилась внутри реактора. Для измерений мощности пучка вместо реактора помещался поглощающий калориметр [4].

Гауссовский пучок излучения гиротрона формируется и транспортируется в рабочую область с помощью трех зеркал. Между вторым и третьим зеркалом располагается квазиоптический ответвитель. Делительная пластинка ответвителя из тонкой слюды (мусковита) с коэффициентами отражения в каналах регистрации мощности пучка (прямой сигнал) и отраженного излучения $\sim 2.8\%$ для излучения гиротрона с электрическим полем волны, лежащим в плоскости падения, и

14% для излучения с электрическим полем перпендикулярным плоскости падения. В данной конструкции квазиоптического тракта электрическое поле волны гиротрона после 2-го зеркала лежало в вертикальной плоскости. Третье зеркало формировало пучок эллиптического сечения с полуосями в перетяжке пучка 1.9 см и 4.0 см. После третьего зеркала пучок попадал либо в калориметр для измерения энергии пучка, либо в плазмохимический реактор, либо на его пути в воздухе располагался инициатор разряда, за которым располагался поглотитель с детекторной головкой для регистрации огибающей мощности прошедшего излучения.

Для создания опорной волны для гомодинного детектирования отраженного излучения была использована сетка из параллельных металлических (вольфрамовых) нитей. Сетка располагалась поверх поглощающих конусов, защищающих от излучения канал прямого сигнала. Поворот сетки вокруг оси, перпендикулярной ее плоскости, позволял регулировать уровень опорного сигнала в канале отраженного излучения. Характеристики направленного ответвителя описаны в работе [4]. Сигналы с детекторов микроволнового излучения поступали на вход широкополосного усилителя с граничной полосой 20 МГц и оцифровывались АЦП с частотой 10 МГц.

Для измерения УФ-свечения головной части разряда была использована линейка из пяти коллимированных фотодиодов C-UVA-512SD с полосой чувствительности 240–360 нм. Расстояние между щелями фотодиодов составляло 5 см и они располагались вдоль оси микроволнового пучка за третьим зеркалом на радиусе ~ 10 см от оси. Сигналы фотодиодов усиливались усилителями с полосой 0.3 МГц и оцифровывались с частотой 10 МГц.

В экспериментах использовался гауссов пучок излучения гиротрона “Борец 75/08” компании “ГИКОМ” (длина волны 4 мм). Длительность импульса излучения варьировалась от 1 мс до 12 мс, мощность в пределах от 80 кВт до 450 кВт.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ

Интегральная фотография разряда представлена на рис. 2. На нем хорошо видны элементы конструкции квазиоптического тракта. При длительности микроволнового импульса 9.5 мс протяженность разряда такова, что он проходит через отверстие нижней стенки тракта. Мелкоячеистая структура головной части разряда хорошо видна на интегральной по времени фотографии с хорошим пространственным разрешением (рис. 3). Форма продетектированного сигнала от сложения отраженного и опорного излучений четко регистрирует биения результата интерференции этих волн (рис. 4). Хорошо видна периодичность изменения суммарного сигнала. В данном случае инициатор разряда находился в 60 см от перетяжки волнового пучка. Можно отметить медленные изменения (0.5–1.5 мс) уровня сигнала и его быстрые изменения (0.01–0.1 мс). Нетрудно заметить, что периодичность меняется в течение разряда: время между максимумами и минимумами наименьшее в интервале 52–53 мс и значительно большее в начале импульса (~ 49 мс) и в конце импульса (~ 57 мс). Это отчетливо прослеживается на рис. 4, на котором приведены сигналы на временных интервалах 0.25 мс. На этих рисунках также виден и высокочастотный шум на сигнале. Естественно связать наблюдаемую периодичность с квазирегулярным изменением фазы отраженного сигнала, возникающую от движения головной части разряда навстречу волновому пучку. При этом смещение головной части разряда на половину длины волны $\lambda_0/2 = 2$ мм вызывает смещение фазы на 2π , т.к. на $\lambda_0/2$ укорачивается как путь падающей, так и отраженной волн. По-видимому, возможны различные способы определения изменения фазы. В данном случае мы воспользовались методикой построения спектров Фурье. Была использована следующая процедура построения спектров. Предварительно сигнал сглаживался по интервалу 0.1–0.3 мс, а затем

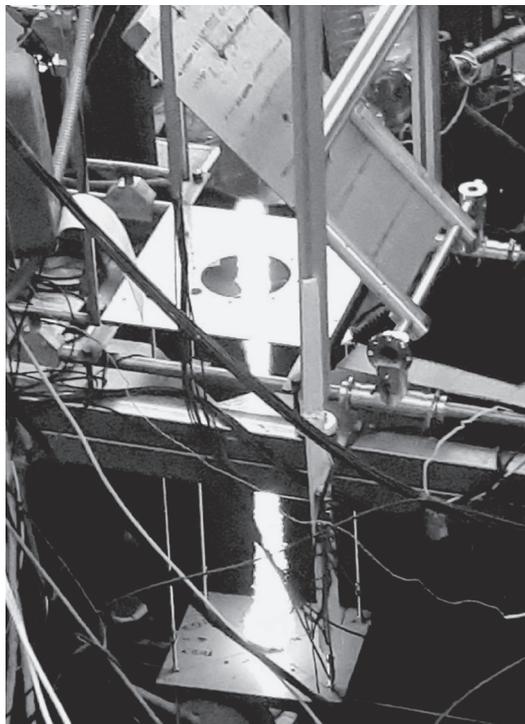


Рис. 2. Общее фото разряда в интерьере.

сглаженный сигнал вычитался из полного сигнала. Таким способом из анализа исключались наиболее медленные изменения отраженного сигнала. В некоторых случаях использовался фильтр низких частот (~ 5 кГц). Далее спектр строился по методу Вэлча [5] с окном 0.2 мс. Соответствующие различным моментам времени спектры представлены на рис. 5. Как видно, мы имеем довольно широкие спектры с интенсивностью пикса одного порядка величины с резким обрывом в области высоких частот. Такой вид спектров соответствует относительно медленной эволюции формы отражающей поверхности при ее быстром движении. Полагая, что граничная частота спектра соответствует падению спектральной плотности на порядок величины, получим временную эволюцию граничной частоты и соответствующую этой частоте скорость движения головной части разряда: $v_z = f_m \times \lambda_0/2$. Сопоставление спектров в начале, середине и конце разряда показывает, что с течением времени происходит сначала рост граничной частоты, а затем к концу импульса ее падение. Это соответствует возрастанию скорости по мере перемещения разряда от инициатора к области наибольшего поля в перетяжке пучка, а затем замедлению скорости при перемещении разряда от перетяжки к эллиптическому зеркалу.

Другой способ анализа спектров предусматривал расчет быстрых фурье-спектров по окну 0.1–

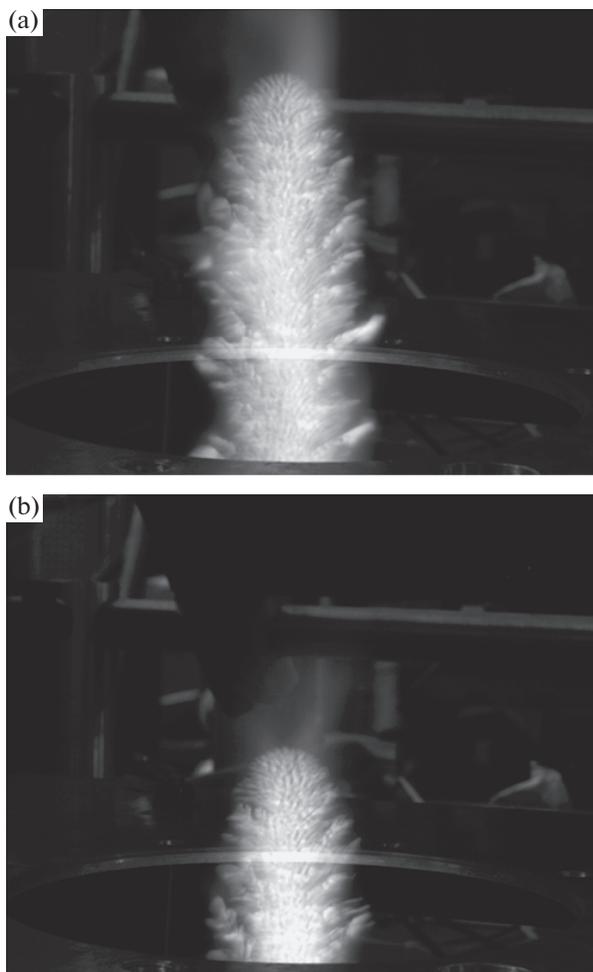


Рис. 3. Фотография головной части двух разрядов при длительности 6 мс и различии мощности микроволнового излучения 15%.

0.4 мс и построению трехмерных фурье-спектров с интервалом 0.1 мс. При этом варьировалась максимальная яркость величины спектральной плотности. Обычно она выбиралась на уровне 0.1 от средней величины спектральной плотности для интервала 10–100 кГц. Таким способом, по существу, выделялась граничная частота, при которой спектральная плотность падала на порядок величины (рис. 6). Как видно из приводимого на рис. 6 спектра, он отчетливо отражает изменение скорости перемещения разряда в течение микроволнового импульса: нарастание граничной частоты и соответственно скорости по мере перемещения разряда от инициатора к перетяжке волнового пучка (52–53 мс) и дальнейшее падение скорости к концу импульса.

Как мы видим, скорость разряда меняется в широких пределах вдоль оси волнового пучка, т.е. в зависимости от напряженности микроволнового поля на оси пучка. Поэтому построение спек-

тров по конечному временному интервалу означает определение средней скорости в этом временном интервале. Это также соответствует определению средней скорости для различных по протяженности участков разряда вдоль оси волнового пучка. Так при характерной скорости $v_z = 5 \times 10^3$ см/с протяженность участка разряда, на которой измеряется скорость составит $\Delta z = v_z \times \Delta T = 5 \times 10^3 \times 4 \times 10^{-4} = 2$ см при $\Delta T = 4 \times 10^{-4}$ мс, а при скорости $v_z = 2 \times 10^5$ см/с уже $\Delta z = 2 \times 10^5 \times 4 \times 10^{-4} = 80$ см. Очевидно, что при высоких скоростях перемещения разряда и соответствующих значениях граничной частоты необходимо переходить к более узким временным окнам построения фурье-спектров. Однако теряя в пространственном разрешении локационный метод измерения скорости, как мы видим, позволяет непрерывно контролировать скорость в течение всей длительности микроволнового импульса.

Несомненный интерес представляет сопоставление локационного метода определения скорости с оптическим. На рис. 7 представлены сигналы детекторов УФ-излучения. Линейка детекторов располагалась в области перетяжки волнового пучка. Передний фронт свечения разряда, регистрируемый первым детектором, приходится на момент 51.87 мс, что соответствует граничной частоте в спектре Фурье (рис. 6) 74 кГц, т.е. скорости 1.48×10^4 см/с. Интервал между фронтами сигналов первого и второго детекторов составляет 0.314 мс, что соответствует скорости $\sim 1.6 \times 10^4$ см/с. Граничная частота для момента 52.18 мс – 92 кГц, т.е. скорость 1.84×10^4 см/с. Таким образом средняя скорость согласно спектральным измерениям в интервале между 51.87 мс и 52.18 мс составляет 1.66×10^4 см/с, а согласно измерениям сигналов УФ-детекторов 1.6×10^4 см/с.

Измерения сигналов УФ-детекторов показывают неравномерность (скачкообразность) распространения разряда вдоль оси пучка. Величины скоростей, определенных из временных интервалов между фронтами импульсов детекторов оказываются: 1.6×10^4 см/с, 2.4×10^4 см/с, 1.6×10^4 см/с и 2.4×10^4 см/с. Естественно объяснить эти скачки хаотическим во времени возникновением нитевидных разрядов в головной части разряда. О неравномерном, скачкообразном перемещении разряда можно также сделать заключение и из локационных измерений. По-видимому, об этом свидетельствуют провалы в спектральной плотности в трехмерных спектрах (рис. 6), особенно сильные в моменты перемещения разряда в области перетяжки пучка (51.5–53.5 мс).

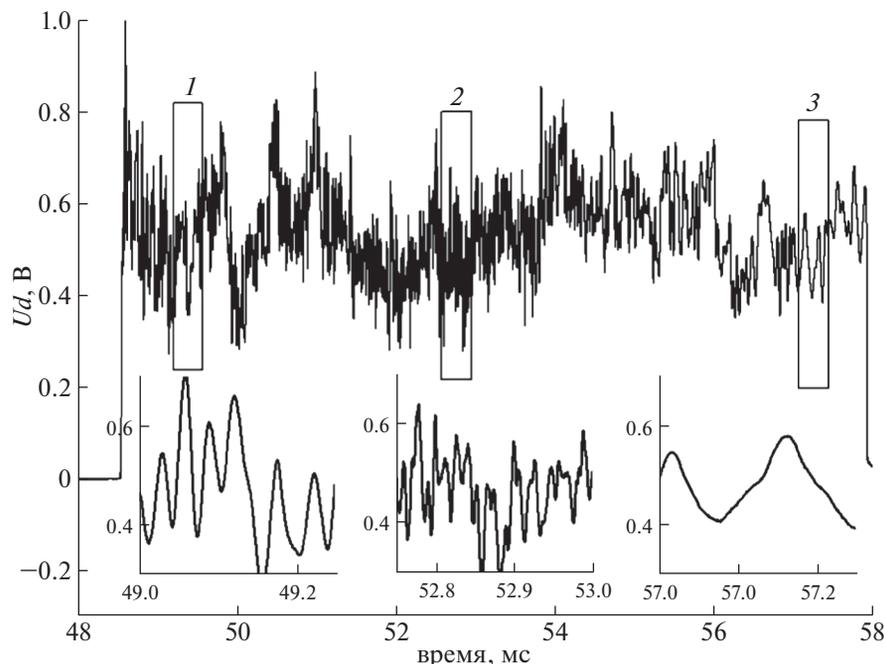


Рис. 4. Протектированный сигнал интерференции отраженного и опорного микроволнового излучения. Импульс 52979, мощность 200 кВт.

4. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СНС-РАЗРЯДОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ЛОКАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Локационный метод позволяет осуществить оперативный контроль за характеристиками разряда. Сильная зависимость скорости разряда от напряженности микроволнового поля позволяет регистрировать колебания скорости разряда и его протяженность при изменении микроволновой мощности в течение импульса. На рис. 3 представлены интегральные фотографии головных частей двух разрядов, следующих один за другим с интервалом между ними в 30 с, при одинаковой длительности микроволновых импульсов – 6 мс. Протяженность разрядов отличается на 4.5 см при полной их длине ~40 см. Регистрация сигналов прямой мощности микроволнового излучения (рис. 8а) показывает их различие, вызванное нестабильностью катодного напряжения гиротрона.

При обработке трехмерных спектров Фурье была использована процедура построения временной эволюции граничной частоты спектров (рис. 8б), которая по своей сути представляет временную эволюцию скорости фронта (головной части) разряда (вторая шкала ординат на рис. 8б). Как видно из рисунка наибольшие различия в скоростях регистрируются в районе 50.5 мс, т.е. для тех моментов времени, когда головная часть

разряда пробегает наиболее узкую область сечения пучка, т.е. находится в максимальном поле волны. Интересно отметить, что скорости разрядов сравниваются для момента времени 53.25 мс, хотя мощности микроволновых пучков различны. Далее скорость фронта разряда (53512) при большей мощности оказывается ниже, чем ско-

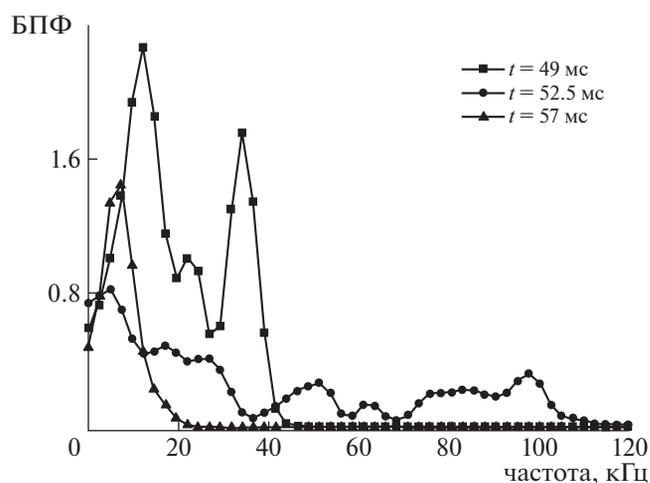


Рис. 5. Быстрое преобразование Фурье (БПФ) сигнала интерференции отраженного и опорного микроволнового излучения для трех моментов времени. Импульс 52979, мощность 200 кВт.

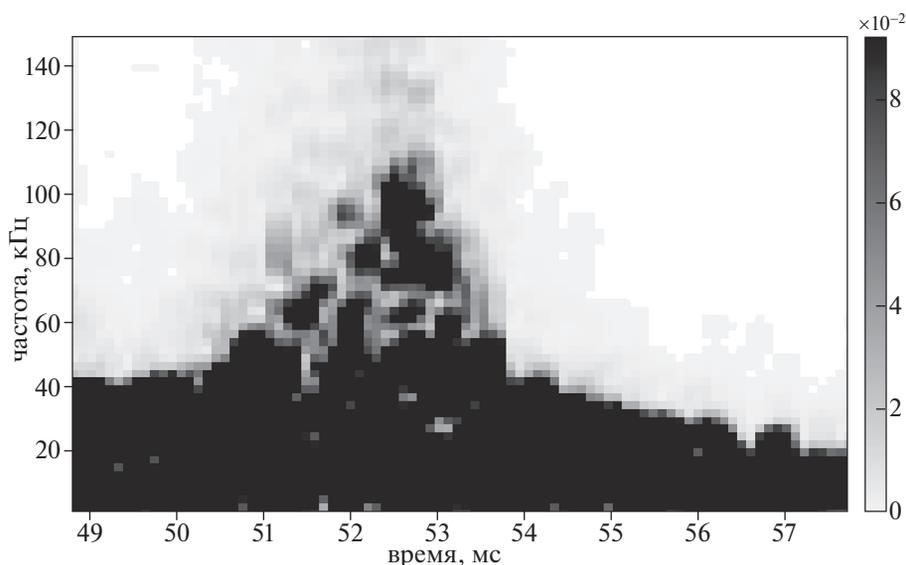


Рис. 6. 3D(трехмерное)-представление БПФ сигнала интерференции отраженного и опорного микроволнового излучения. Импульс 52979, мощность 200 кВт.

рость разряда (53513) при меньшей мощности. Эффект этот естественно связан с большим путем, проделанным разрядом (53512) при большей мощности, вследствие чего его фронт оказывается в меньшем поле, чем фронт разряда при меньшей мощности и преодолевшем меньший путь за то же время.

Интегралы по времени от скоростей фронтов разрядов дают различия в ~ 4 см, что соответствует различию в интегральных фотографиях рис. 3а, б.

Таким образом, мы имеем согласие локационных измерений путей, пройденных головными

частями (фронтами) разрядов, с их интегральными фотографиями в видимом свете.

Локационный метод позволяет также осуществлять оперативный контроль за изменением характеристик разрядов в пачке импульсов, следующих друг за другом и выявлять изменения в перемещении разрядов в отдельных импульсах пачки.

Ранее было установлено [6], что при использовании пачек импульсов понижение плотности газа на траектории волнового пучка в первом импульсе пачки сильно влияет на протяженность разряда в следующих импульсах, ограничивая интервал между импульсами временем релаксации возмущения плотности на траектории разряда. Этот эффект возмущения плотности газа в послеразрядный период четко регистрируется локационным методом. В работе [7] использована пачка из трех импульсов, мощность в которых убывала от первого к третьему. Интервал между импульсами в 20 мс был достаточен, чтобы разряды, следующие за первым разрядом, возбуждались в той же области волнового пучка, что и первый разряд. Локационные измерения, выполненные параллельно с оптическими, обнаружили, что скорость в третьем импульсе падает медленнее, чем это происходит при падении мощности в одиночном импульсе, т.е. чем следует из закона $v_z \sim P_0^{3/2}$ [8]. Таким образом, был установлен эффект существования значительных времен памяти возмущений плотности на траектории СНС-разрядов.

В случае использования СНС-разрядов в замкнутых объемах плазмохимических реакторов локационный метод может оказаться чувстви-

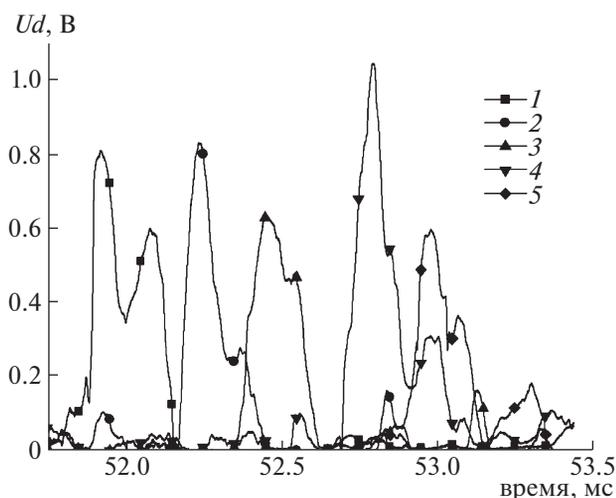


Рис. 7. Сигналы линейки пяти УФ-диодов. Импульс 52979, мощность 200 кВт.

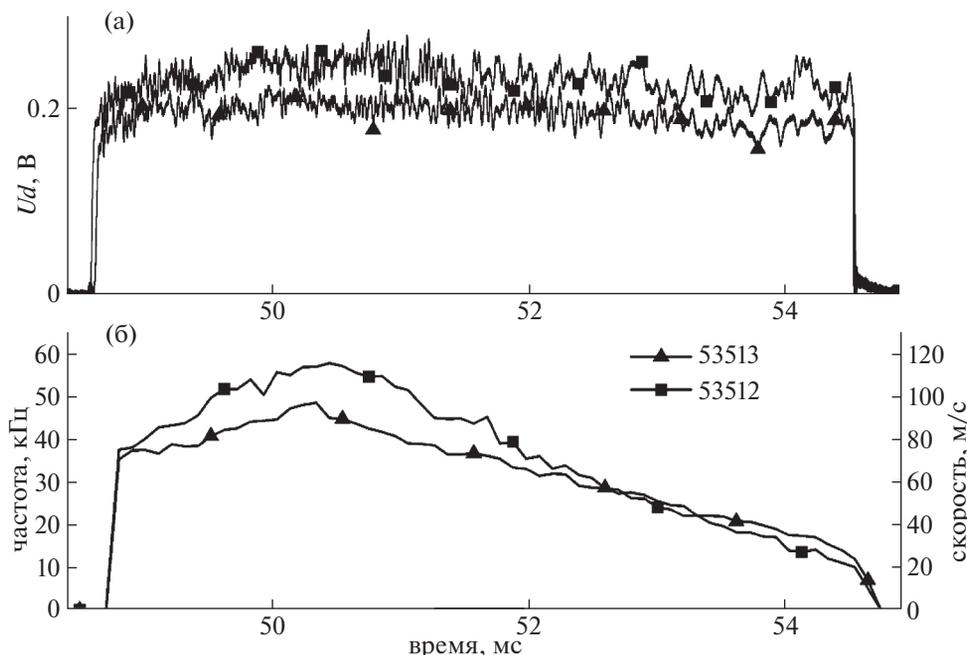


Рис. 8. а) – сигналы прямой мощности излучения в разрядах 53512 и 53513; б) – графики граничной частоты в 3D БПФ тех же разрядов.

тельным к газодинамическим возмущениям плотности газа. Это связано с тем, что согласно модели разряда [8], скорость $\sim N_a^{-4}$ (N_a – невозмущенная концентрация газа). Следовательно, уже 10% возмущения плотности вызывают 40% изменения скорости, что легко отслеживается локационным методом. В экспериментах по деградации меркаптанов (тиолов CH_3SH , $\text{C}_2\text{H}_5\text{SH}$) в смеси с воздухом были использованы пачки из трех микроволновых импульсов с интервалом между ними в 20 мс. Мощность в третьем импульсе каждой пачки была на 25% ниже, чем в первом (182 кВт и 227 кВт). Вследствие этого максимальная скорость фронта разряда в третьем импульсе первой пачки из 60 последующих за первой пачек оказалась на 28% ниже, чем в первом импульсе первой пачки (2.25×10^4 см/с и 1.76×10^4 см/с). Это соответствовало измерениям в воздухе вне реактора (см. рис. 8). Такая закономерность оказалась нарушенной в последней 60-й пачке из трех импульсов после общего энерговыделения в объем реактора ~ 100 кДж от 180 импульсов (60 пачек по 3 импульса). На рис. 9 приведены сигналы прямой мощности и графики эволюции скорости во фронте первого и третьего разрядов в 60-й пачке. Данное наблюдение позволяет нам предположить, что в третьем разряде 60-й пачки на трассе микроволнового пучка возникла интенсивная флуктуация плотности.

Еще одну возможность оперативного контроля за развитием процессов в плазмохимических

реакторах локационная диагностика дает в случае инициации разрядом реакций горения газовых смесей. Были выполнены эксперименты по изучению образования в воздухе оксидов азота. Была использована смесь метана (150 Торр) и воздуха (610 Торр). Первый одиночный импульс инициировал реакцию горения, в результате которой весь кислород провзаимодействовал с метаном. Таким образом, во всех импульсах, за исключением первого, в реакторе не было дополнительного энерговыделения за счет реакции горения. В первом же импульсе удельное энерговыделение в разряде составляло ~ 0.4 Дж/см³, а от реакции горения 3.2 Дж/см³, т.е. на порядок выше. Тем не менее скорости волны ионизации были одинаковы на всем протяжении разряда. Возможно, что здесь мы сталкиваемся со значительным временем индукции реакции горения, которое выше длительности микроволнового импульса, поскольку не наблюдается изменений в скорости разряда во время инициации волны горения. И следовательно, используя пачку импульсов для инициации горения и изменяя интервал между импульсами мы сможем проследить за динамикой волны горения по изменению скорости разряда во втором импульсе.

Наконец, локационный метод позволяет контролировать длину разряда и критические моменты достижения разрядом входного окна или возникновения на нем микроволнового пробоя. В

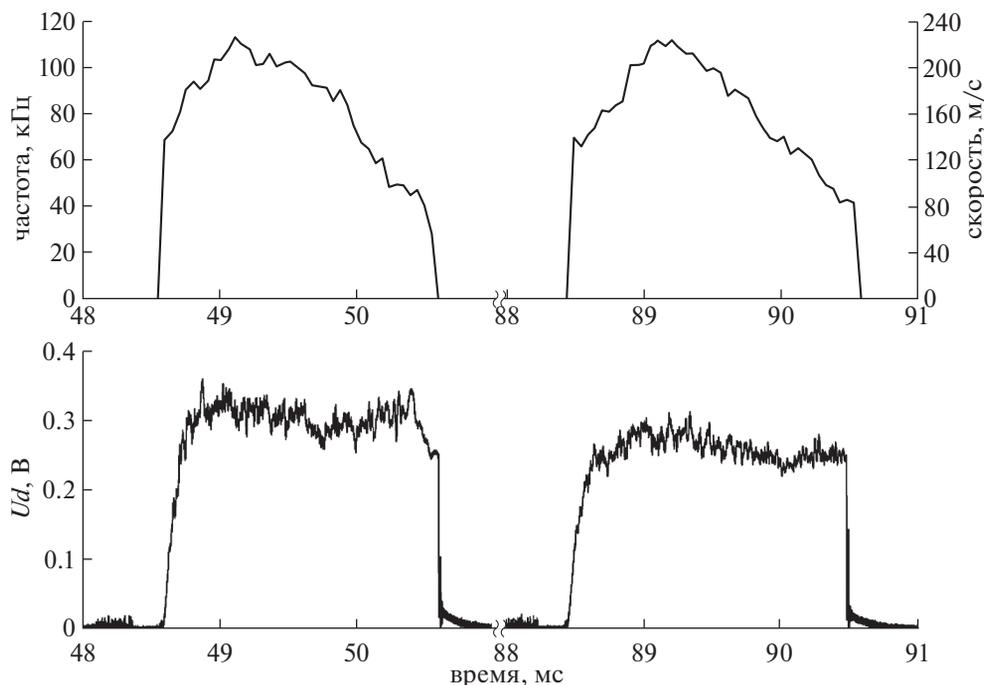


Рис. 9. Графики эволюции граничной частоты 3D-спектров БПФ и сигналы прямой мощности в первом и третьем из пачки импульсов шестидесятой серии разрядов по деструкции меркаптана. Мощность первого импульса 210 кВт, третьего – 180 кВт.

первом случае это достигается интегрированием по времени скорости. Во втором случае на отраженном сигнале возникает огромный всплеск.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для измерения скорости распространения микроволновых разрядов в волновых пучках удобно использовать излучение, отраженное назад от головной части разряда. При интерференции опорного и отраженного сигналов регистрируется периодичность биений. Это позволяет выделить в Фурье-спектрах основную гармонику, вызванную изменением фазы отраженного излучения и, следовательно, определить скорость фронта ионизационной волны. Сопоставление скорости распространения разряда, измеренной таким локационным методом, с результатами измерения скорости фронта УФ-свечения разряда, дает совпадение значений скоростей, измеренных этими двумя способами.

Использование локационной диагностики скорости разряда позволяет оперативно контролировать скорость волны ионизации в различных сечениях волнового пучка, длину, пройденную головной частью разряда, и оценивать удельный энергосклад на отдельных участках разряда.

С помощью данной диагностики удается оперативно контролировать изменения в скорости распространения разряда при колебаниях мощности микроволнового пучка, а также при колебаниях плотности газа на траектории микроволнового пучка.

Таким способом было установлено понижение плотности газа на траектории волнового пучка при разрядах в пачке микроволновых импульсов и задержка возникновения волны горения в смеси метана с воздухом.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект 17-12-01352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грицинин С.И., Дорофенюк Н.А., Косый И.А., Магунов А.Н. // ТВГ. 1987. Т. 25 (6). С. 1062.
2. Автисов В.Г., Грицинин С.И., Ким А.В., Косый И.А., Костинский А.Ю., Мисакян М.А., Надежденский А.И., Тарасова Н.А., Хуснутдинов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51 (6). С. 306.
3. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосексов В.Д., Колик Л.В., Кончевков Е.М., Косый И.А., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. В. 4. С. 224.

4. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Инж. физика. 2013. № 10. С. 56.
5. Харчев Н.К., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д. // XLIV Intern. Zvenigorod Conf. Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. February 13–17. P. 118.
6. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D.* // Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications, 10th International Workshop. 2017. P. 99.
7. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2018. Т. 44 (12). С. 1011.
8. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M.* // Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. L.M. Kovrizhnykh Nova Science Publ. Comack. 1985. P. 241.