

В связи с этим в настоящей работе были выполнены измерения температур в ампулах, сосудах Дьюара и электропечах с выключенным обогревом, аналогичные описанным выше измерениям для объектов, помещенных в свободной воздушной среде. Цилиндрические образцы помещались в ампулы и сосуды Дьюара на распорках, чтобы свести к минимуму передачу тепла теплопроводностью от образца к стенкам сосудов. Воздухообмен между этими емкостями и окружающей средой был ограничен.

Результаты измерений для двух величин мощностей доз приведены на рис. 1, б, в и 2, б, в. Из этих рисунков следует, что общий характер изменения температуры аналогичен рассмотренному выше случаю облучения в свободной воздушной среде. Однако абсолютные значения температур резко возрастают. Так, при мощности дозы $\sim (1,3 \div 2,0)$ Мрад/ч установившиеся температуры в центре цилиндрических образцов диаметром 40 мм в случае облучения в свободной воздушной среде, ампуле и сосуде Дьюара соответственно составляют: для полиметилметакрилата — 53, 63 и 106° С; для дюралюминия — 55, 70 и 130° С; для стали — 67, 89 и 168° С. При облучении образцов в ампулах и особенно в сосудах Дьюара интенсивность теплоотдачи образцов снижается, что приводит к более значительному влиянию материала объекта на величину температуры, чем это было в случае свободной воздушной среды.

При проведении радиационно-химических исследований часто необходимо поддерживать в объектах относительно невысокие температуры (до 150° С) в течение длительного времени облучения. Использование электропечей связано с необходимостью постоянного обслуживания в течение всего времени эксперимента. Представляется целесообразным использовать для поддержания повышенной (и высокостабильной) температуры радиационный разогрев

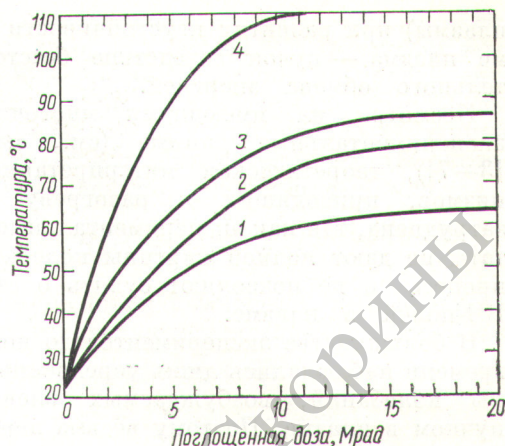


Рис. 5. Радиационный разогрев объектов, помещенных в теплоизолированную [цилиндрическую] емкость:

1, 2 — полиметилметакрилат (диаметр 30 и 60 мм); 3 — дюралюминий (60 мм); 4 — сталь (60 мм); мощность поглощенной дозы (Мрад/ч): 1 и 2 — 2,2; 3 — 1,7; 4 — 1,3.

объектов. Подбором соответствующих условий облучения можно обеспечить поддержание практически любой температуры от комнатной до $\sim 200^\circ$ С. При этом после достижения установившегося теплового режима нет необходимости даже в контроле температуры объекта. В качестве примера на рис. 5 приведена зависимость изменения температуры от поглощенной дозы для различных объектов, помещенных в теплоизолированную емкость, подобную электропечи без обогрева.

Поступила в Редакцию 5/IX 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
2. С. С. Кутателадзе, В. М. Боршанский. Справочник по теплопередаче. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.

Статистические характеристики ВЧ-колебаний, возбуждаемых при развитии неустойчивости в системе плазма — пучок

Ю. Г. ЯРЕМЕНКО, В. М. ДЕЕВ, Р. Л. СЛАБОВИК, И. Ф. ХАРЧЕНКО

УДК 533.93

Экспериментальные исследования физических процессов, имеющих место при взаимодействии электронных пучков с плазмой, представляют значительный интерес в связи с развитием работ по плазменной электронике сверхвысо-

ких частот [1] и исследований, связанных с проблемой термоядерного синтеза [2].

В последнем случае особенно интересны исследования возможности передачи энергии от электронов пучка частицам плазмы (нагрев

плазмы) при развитии неустойчивости в системе плазма — пучок вследствие бесстолкновительного обмена энергией.

Несмотря на имеющиеся многочисленные экспериментальные данные (см., например, [3—7]), теоретическая интерпретация механизмов, приводящих к разогреву плазмы, затруднена, так как экспериментальные результаты не дают полной картины колебательного процесса и не позволяют судить о структуре ВЧ-полей в плазме.

В большинстве экспериментов до последнего времени наблюдались лишь усредненные спектры колебаний, возбуждаемых электронным пучком в плазме. Поэтому весьма перспективным представляется корреляционный метод исследования колебаний [8, 9], который позволяет определить степень стохастичности колебаний, измерить длину и время корреляции электрических полей в плазме.

Цель настоящей работы — исследование временных, спектральных и корреляционных характеристик ВЧ-колебаний, возбуждаемых при взаимодействии сильноточного электронного пучка с плазмой.

Плазма образовывалась в результате ионизации остаточного газа в стеклянной трубке электронным пучком и дополнительной ионизации ВЧ-полями, возникающими при развитии неустойчивости [3—5, 8]. Параметры электронного пучка: ток 2—4 а, напряжение 10 кВ, длительность импульса 10 мксек. Продольное магнитное поле изменялось от 1000 до 1300 э. Высокочастотные колебания принимались антенной в виде короткой экранированной спирали, надетой на стеклянную трубку.

Высокочастотные колебания возникают и длятся в течение нескольких микросекунд при понижении давления в области взаимодействия до $(5 \div 8) \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Спектр возбуждаемых частот лежит в диапазоне 600—1600 МГц, что соответствует $f \sim f_p$ (f_p — плазменная частота).

Для исследования спектрального состава возбуждаемых колебаний и развития этих колебаний во времени обычно пользуются методом последовательного анализа с помощью перестраиваемого волномера. При этом предполагается, что совокупность импульсов, необходимая для проведения всего цикла измерений, представляет собой статистический ансамбль, соответствующий одному и тому же случайному процессу.

Однако так как происходят быстрые изменения частоты в течение импульса и практи-

чески трудно обеспечить одинаковое развитие разряда от импульса к импульсу, то использование инерционных приборов (волномеров) не дает возможности исследовать развитие колебаний по времени, а усреднение по ряду импульсов является грубым приближением. Поэтому для изучения структуры колебаний во времени при исследовании стационарности процесса мы использовали методику скоростного осциллографирования с последующей обработкой осциллограмм на вычислительной машине.

Для скоростного осциллографирования использовался осциллограф С1-14, имеющий равномерную частотную характеристику до 3000 МГц. Так как усредненные спектры исследуемых колебаний лежат в полосе частот 600—1600 МГц, то осциллограф с такой полосой должен воспроизводить ВЧ-сигнал без искажений. Длительность развертки изменялась от 30 до 100 нсек. Яркость трубки достаточно для фотографирования процесса на пленку РФ-3 при однократной развертке. Блок-схема измерений показана на рис. 1. Модулятор в этом случае работал в режиме однократного запуска. Линия задержки позволяла производить запуск скоростного осциллографа в любой момент в течение ВЧ-импульса. Контроль огибающей ВЧ-импульса с отметкой момента запуска С1-14 проводился на осциллографе ОК-17.

Полученные осциллограммы ВЧ-колебаний мы будем в дальнейшем называть реализациями (как это принято в теории случайных процессов).

В настоящее время достаточно развиты различные методики экспериментального исследования случайных процессов, сконструированы разнообразные статистические анализаторы, коррелометры и приборы для спектрального анализа. Однако подавляющее большинство этих приборов рассчитано на исследование низкочастотных процессов с верхней границей в лучшем случае порядка нескольких мегагерц. С другой стороны, если случайный процесс зафиксирован (как, например, в нашем случае) на фотобумажной ленте, можно использовать для исследования статистических характеристик электронную вычислительную машину. При таком методе необходимо, во-первых, провести временную и амплитудную дискретизацию случайной функции, так как все ЭВМ являются машинами дискретного счета, во-вторых, записать полученную последовательность чисел кодом, присущим данной вычислительной машине. Временную дискрети-

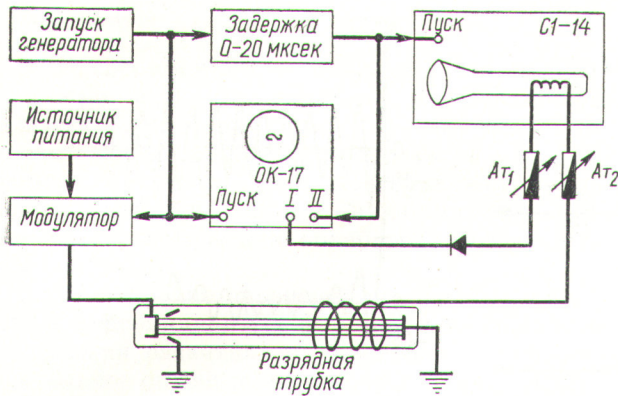


Рис. 1. Блок-схема измерений при скоростном осциллографировании.

зацию, т. е. выбор числа точек на кривой, в соответствии с теоремой Котельникова необходимо проводить таким образом, чтобы на период наиболее высокой гармоники приходилось несколько точек. В нашем случае это составляло 400—500 точек на одну реализацию. Амплитудная дискретизация проводилась по 31-му уровню (пятиразрядное число в двоичной системе). Такое число уровней выбиралось из удобства размещения чисел в ячейке памяти ЭВМ.

Каждое значение случайной функции, выраженное в двоичной системе, пробивается на одной строчке перфоленгты, и вся реализация, закодированная таким образом, легко вводится в вычислительную машину. Для автоматизации процесса кодирования мы пользовались разработанным в Институте радиотехники и электроники АН СССР устройством для дискретной записи сигналов ДЗС-2 [10]. Весьма удобным, полностью автоматизированным устройством для ввода графической информации в ЭВМ является прибор «Силуэт», разработанный на заводе точной механики (Паневежис, ЛитССР) [11].

Составление программы для вычисления средних значений, распределения мгновенных значений, автокорреляционной функции мгновенных спектров не представляет сложной задачи. Используемая нами программа счета давала следующие характеристики исследуемых реализаций: 1) среднее значение $\bar{x} = \sum x_i / N$; 2) среднее квадратичное значение $\bar{x}^2 = \sum x_i^2 / N$; 3) дисперсию $\sigma^2 = \bar{x}^2 - \bar{x}^2$ (в нашем случае эта величина пропорциональна мощности ВЧ-колебаний); 4) одномерный интегральный закон распределения вероятностей мгновенных значений сигнала, который определяется сово-

купностью значений $p_i = v_i / N$, где p_i — вероятность того, что сигнал не превышает i -го уровня, v_i — число значений сигнала, соответствующее уровням меньше i -го, N — общее число записанных значений сигнала по данной реализации; 5) функцию автокорреляции, которая вычислялась по известной формуле

$$R(\tau) = \frac{\overline{x_i x_{i+\tau}} - \bar{x}^2}{\bar{x}^2 - \bar{x}^2};$$

6) для вычисления компонент спектрального разложения сигнала использовались формулы:

$$c_k^2 = a_k^2 + b_k^2;$$

$$a_k = \frac{2}{N} \sum x_i \cos \frac{2\pi}{N} ki;$$

$$b_k = \frac{2}{N} \sum x_i \sin \frac{2\pi}{N} ki,$$

где k — номер гармоники; величина первой гармоники равна $1/T$ (T — длительность реализации).

В левой части рис. 2 представлены осциллограммы (реализации), соответствующие разным частям импульса генерации. В начале импульса, там, где амплитуда колебаний относительно невелика, колебания носят регулярный характер и состоят из наборов областей с переменной амплитудой и фазой. В дальнейшем колебания приобретают более хаотичный характер, приближаются по внешнему виду к случайному сигналу.

На рис. 2 показаны также мгновенные спектры и функции корреляции, рассчитанные по соответствующим реализациям. Видно, что спектр сигнала по мере развития колебаний заметно расширяется. Ширина спектра увеличивается с 20 до 300 Мгц и затем до 1000 Мгц. Проанализировав несколько десятков обработанных реализаций, мы пришли к выводу, что расположение пиков в спектре от импульса к импульсу меняется случайным образом, но сохраняется общий вид и ширина спектра. Спектральные и корреляционные характеристики сигнала за время порядка 50—100 нсек показывают, что имеются отдельные узкие полосы частот, в которых заключена значительная часть мощности ВЧ-колебаний. Такой вид мгновенного спектра указывает на наличие определенных регулярностей в исследуемом случайном процессе. Эти регулярности могут быть обусловлены резонансами на характерных частотах системы плазма — пучок, а также определенными фазовыми соотношениями, зависящими от продольной и поперечной ограниченности исследуемой системы.

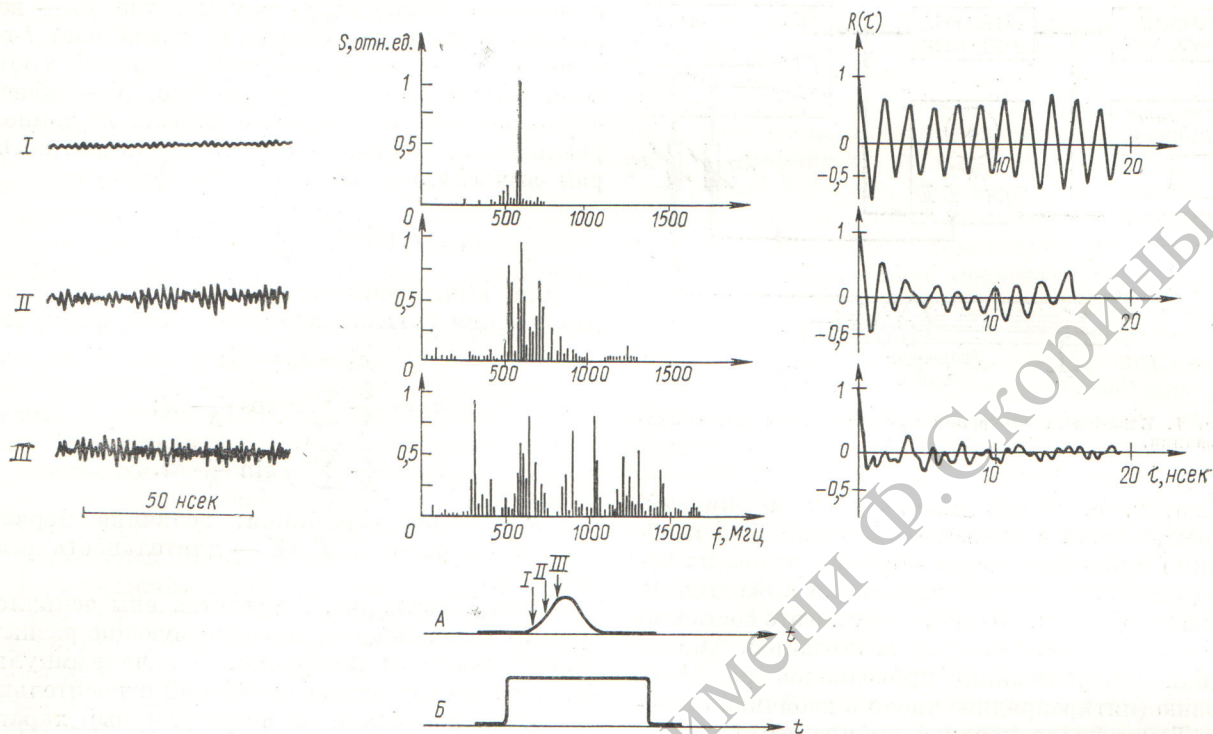


Рис. 2. Осциллограммы ВЧ-колебаний, мгновенные спектры и автокорреляционные функции, соответствующие разным моментам генерации. А — импульс ВЧ-генерации, Б — импульс тока пучка.

Величина автокорреляционной функции $R(\tau)$ показывает, насколько статистически связаны между собой значения функции, сдвинутые на интервал времени τ . Автокорреляционная функция $R(\tau)$, приведенная на рис. 2 (I), соответствует узкополосному колебательному процессу. Ее амплитуда слабо затухает, а период равен основному периоду ВЧ-колебаний. Функции автокорреляции II и III (см. рис. 2) соответствуют более широкополосным колебаниям. Корреляционная функция позволяет оценить интервал времени, в течение которого поведение случайного сигнала регулярно и предсказуемо, т. е. определить время корреляции. С точки зрения разогрева и ускорения частиц плазмы время корреляции — это время когерентного ускорения частицы, находящейся в синхронизме с волной. Из рисунка следует, что время корреляции резко уменьшается по мере развития колебаний и становится равным нескольким наносекундам.

Закон распределения мгновенных значений определяет область возможных значений случайного сигнала и их вероятность. Во всех

обработанных нами реализациях распределение вероятностей мгновенных значений ВЧ-сигнала было близким к гауссовому. Такой вид распределения, по-видимому, говорит о том, что сигнал является суммой большого числа статистически независимых волн.

В связи с тем что весь процесс развития неустойчивости длится несколько микросекунд и не является стационарным в статистическом смысле, возникает вопрос о правомерности использования для статистической обработки такого процесса приведенных выше расчетных формул. Указанными формулами можно пользоваться, если правильно выбрать длительность реализации. Ее нужно выбирать таким образом, чтобы в течение этого времени статистические характеристики не менялись и процесс можно было считать квазистационарным [12]. Нами была проведена обработка реализаций с разной длительностью, которая показала, что в течение 50—100 нсек процесс действительно является квазистационарным. Вместе с тем за времена порядка 300—500 нсек статистические характеристики колебаний меняются заметным образом.

Выводы

1. Экспериментально показано, что колебания при развитии пучковой неустойчивости в плазме носят случайный характер и при их исследовании должна применяться теория случайных процессов. Для изучения неустойчивостей в системе плазма — пучок впервые применена статистическая обработка исследуемых ВЧ-колебаний.

2. Исследовано изменение мгновенных спектров и корреляционных функций в зависимости от времени развития неустойчивости. Экспериментальное определение корреляционных функций дает возможность теоретически оценить изменение функции распределения плазменных электронов в стохастических полях.

3. Функция распределения исследуемых колебаний не зависит от времени развития неустойчивости и близка к функции распределения нормального случайного процесса.

4. Определены времена, в течение которых колебательные процессы в плазме можно считать стационарными в статистическом смысле. Их значения лежат в пределах 50—100 нсек.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность члену-корреспонденту АН УССР Я. Б. Файнбергу за постоянный интерес к работе и ценные советы, Г. М. Куз-

нецовой и Г. А. Кудинцевой за любезно предоставленные катоды для экспериментальных исследований.

Поступила в Редакцию 19/IV 1967 г.
В окончательной редакции 11/XII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Бернашевский и др. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. М., «Советское радио», 1965.
2. Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», **11**, 313 (1961).
3. И. Ф. Харченко и др. J. Nucl. Fusion Suppl., Part 3, 1101 (1962); в сб. «Физика плазмы и проблемы УТР». Киев, Изд-во АН УССР, 1963, стр. 118.
4. А. К. Березин и др. «Атомная энергия», **14**, 249 (1963).
5. I. Alexeff, R. Neidigh. Phys. Rev. Letters, **10**, 275 (1963).
6. L. Smullin, W. Getty. Phys. Rev. Letters, **9**, 3 (1963).
7. Е. К. Завойский. «Атомная энергия», **14**, 57 (1963).
8. А. К. Березин и др. Proc. Conf. «Plasma Physics and Control. Nucl. Fusion Research (Culham, 1965)». Vienna, IAEA, 1966, p. 515.
9. Е. А. Корнилов и др. Письма ЖЭТФ, **4**, 147 (1966).
10. А. В. Просин и др. «Радиотехника», **16**, 64 (1961).
11. Каталог международной выставки «Интероргтехника». Москва, 1966.
12. Д. Миддлтон. Введение в статистическую теорию связи. Ч. I, М., «Советское радио», 1961.

Заполнение никеля и титана водородом в результате внедрения ионов H_1^+ с энергией 35 кэВ

Н. П. КАТРИЧ

УДК 533.9

В работе [1] было показано, что при $T = 78^\circ \text{K}$ коэффициент внедрения быстрых ионов H_1^+ в никель и титан имеет практически постоянное значение (0,9—0,95) при концентрациях внедренного водорода до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, затем быстро снижается и при концентрациях $\geq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ вновь достигает практически постоянного значения, равного 0,5.

Ясно, что коэффициент внедрения не пропорционален концентрации и, следовательно, не определяется распылением внедренного водорода. В дальнейшем стало известно [2], что основным механизмом, определяющим его величину, является самопроизвольная десорбция некоторого количества внедренного водорода.

На основании этих данных в работе [2] была предложена качественная модель механизма внедрения быстрых ионов водорода

в металлы при низких температурах $T \leq 78^\circ \text{K}$. Согласно этой модели, быстрые ионы водорода, проникая в металл, абсорбируются преимущественно в некотором слое металла Δl на глубине, равной пробегу быстрых ионов. Пока в этом слое достаточно много незанятых потенциальных «дырок», диффузия внедренного водорода ничтожно мала. После их заполнения химические связи атомов металла с водородом насыщаются. В этих условиях при продолжающейся бомбардировке (т. е. при продолжающемся проникновении быстрых ионов в слой Δl) остается возможность только физических вандерваальсовых связей водорода с атомами металла. Энергия активации для диффузии физически связанного водорода имеет другое, более низкое значение. В связи с этим скорость диффузии слабо связанного водорода в слое Δl к его границам велика.