

62
14889

Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов



Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов

**Под редакцией
профессора Г. В. Глебовича**



**Москва
Радио и связь
1984**

ББК 32.842

И85

УДК 621.372:621.317.6

Г. В. ГЛЕБОВИЧ, А. В. АНДРИЯНОВ, Ю. В. ВВЕДЕН-
СКИЙ, И. П. КОВАЛЕВ, В. В. КРЫЛОВ, Ю. А. РЯБЕНИН

Рецензенты: д-р техн. наук профессор В. П. Петров,
д-р техн. наук Э. Х. Херманис

Редакция литературы по кибернетике и вычислительной
технике

**Исследование объектов с помощью пикосекунд-
И85 ных импульсов / Г. В. Глебович, А. В. Андриянов,
Ю. В. Введенский и др.; Под ред. Г. В. Глебови-
ча. — М.: Радио и связь, 1984. — 256 с., ил.**

В пер. 1 р. 10 к.

Впервые рассматриваются теоретические основы и методы исследований разнообразных объектов с помощью пикосекундных электромагнитных импульсов. Излагаются время-импульсные методы, позволяющие получать характеристики объекта в виде функций времени и частоты, определять внутреннюю структуру и параметры объекта, регистрировать быстрые изменения свойств. Описываются приборы и автоматизированные системы, реализующие эти методы. Показываются возможности и перспективы их применения.

Для инженерно-технических работников, специализирующихся в области радиоэлектроники и смежных областях науки и техники.

И 2402020000-115
— 25-84
046(01)-84

ББК 32.842

6Ф2

© Издательство «Радио и связь», 1984

Предисловие

За последние десять лет в радиоэлектронике сложилось новое научное направление — исследование объектов с помощью импульсных воздействий пикосекундной длительности, или, как его иначе называют, время-импульсная метрология. Исследуемые объекты могут относиться не только к радиоэлектронике, но и к физике, химии, биологии и другим областям науки и техники.

Импульсный метод, основанный на анализе реакции исследуемого объекта на зондирующий (измерительный) импульс, имеет ценные особенности. Спектр пикосекундного сигнала исключительно широк (от нуля до нескольких десятков гигагерц), поэтому его воздействие вызывает возбуждение практически всех возможных типов собственных колебаний исследуемого устройства, что делает высоко информативной наблюдаемую реакцию исследуемого объекта. Зондирующий сигнал пикосекундной длительности локализуется на малом участке объекта, что позволяет получить временные и частотные характеристики не только целого объекта, но и элементов его внутренней структуры, причем их отклики получаются развернутыми во времени. Кроме того, методы исследования во временной области в отличие от традиционных методов измерений в частотной области позволяют изучать нестационарные и нелинейные объекты.

Широкое использование время-импульсных методов исследования стало возможным после создания автоматизированных систем проведения экспериментов и измерений, созданных на основе пикосекундных импульсных генераторов, стробоскопических осциллографов и ЭВМ или встроенных в измерительную аппаратуру средств вычислительной техники.

В отечественной и зарубежной периодической печати за последние годы появилось много публикаций, посвященных различным аспектам теории импульсных методов исследования объектов, разработке соответствующей аппаратуры и ее разнообразным практическим применениям.

Однако в настоящее время отсутствует систематическое изложение основ теории импульсного метода исследования, описание средств его реализации и особенностей использования в научных исследованиях. Это сдерживает дальнейшее развитие и применение время-импульсных методов исследований и измерений. Настоящая книга призвана по возможности восполнить пробел в данной области.

При написании книги авторы использовали оригинальные материалы, накопившиеся в результате их работы в данной области, а также статьи, опубликованные в отечественной и зарубежной печати. При этом авторы стремились вначале (гл. 1) познакомить читателей с особенностями импульсных методов исследований объектов, их возможностями, пояснить состояние теории методов и разработки аппаратных средств, в которых используются пикосекундные импульсы. Под пикосекундными импульсами здесь понимают импульсы длительностью 10^{-10} — 10^{-12} с или более длительные импульсы (вплоть до перепада напряжения большой длительности), но имеющие фронт пикосекундной длительности, что и отражено в названии книги.

В последующих главах излагаются вопросы теории измерений, обработки сигналов и применения аппаратуры в случаях видеоимпульсных методов исследования (гл. 2), радиоимпульсных методов исследования волновых систем (гл. 3), импульсных измерений в оптическом диапазоне (гл. 4). При этом учитывается специфика исследуемых объектов и свойства зондирующих (измерительных) сигналов. Автоматизации проведения экспериментов с помощью пикосекундных импульсов и измерений во временной области посвящена гл. 5. В этих же главах описаны способы формирования и генерирования пикосекундных зондирующих сигналов — видеоимпульсных, радиоимпульсных и импульсов излучения оптического диапазона, а также описаны современные импульсные рефлектометры и автоматизированные системы измерений во временной области. Глава 6 содержит описание разнообразных применений импульсных методов исследований в технике и научных экспериментах.

Глава 1 написана Г. В. Глебовичем, гл. 2 — И. П. Ковалевым, гл. 3 — Ю. В. Введенским, гл. 4 — А. В. Андрияновым, гл. 5 — В. В. Крыловым, гл. 6 — Ю. А. Рябининым.

Авторы признательны рецензентам книги д-ру техн. наук профессору В. П. Петрову, д-ру техн. наук Э. Х. Херманису за ценные советы, способствовавшие улучшению ее содержания.

Глава 1

Исследование объектов во временной области

1.1. Специфика исследований во временной области

Экспериментальные исследования объектов во многих областях науки опираются на активные методы, основанные на анализе реакций объектов на создаваемые экспериментатором возмущения. Некоторые интересующие исследователя характеристики и свойства объектов отражаются в характеристиках процесса взаимодействия объекта и воздействия, оказываемого на него, т. е. в характеристиках некоторой развивающейся во времени картины. Радиотехнические методы исследования объектов физики, химии, биологии, радиоэлектронных устройств, элементов и аппаратуры рассматривают в роли воздействия и реакции процессы изменения во времени напряжений, токов или волновых электромагнитных полей. В этом смысле мы и будем рассматривать в дальнейшем все аспекты, связанные с исследованием объектов.

Как следует из сказанного, речь идет об определении некоторых параметров или характеристик объектов при подаче на них воздействий — зондирующих сигналов x — и регистрации сигналов реакции y . В общем случае это пространственно-временные процессы. В книге рассматриваются пространственно-локализованные сигналы, и их принадлежность какой-либо оговоренной заранее точке пространства обозначается в индексе цифрой (y_1, y_2) или буквой ($y_0, y_{\text{др}}$). Временная зависимость этих сигналов играет принципиальную роль. В этом смысле любые методы исследования, опирающиеся на анализ взаимодействия объектов и воздействия как процесса, можно называть временными методами исследования.

Однако в технике измерений традиционно сложилось направление, основанное на выборе в качестве воздействия функции x , например, напряжения $u(t)$ с постоянной амплитудой и медленно меняющейся частотой. При этом воздействующие сигналы являются квазигармоническими. Обеспечивая медленное изменение частоты, обычно ее рассматривают неизменной при одном акте измерений и меняют в следующем акте.

В общем случае реакция объекта на квазигармонический сигнал таковым не является. Однако когда объект — линейная и стационарная система, то отклик $y(t)$ — также квазигармоническая функция. Методы, основанные на зондировании объектов квазигармоническими сигналами с фиксированными амплитудами и на регистрации амплитудно-фазовых соотношений в реакции объекта на различных частотах; называются методами исследования в частотной области. Методы измерений, основанные на зондировании объектов импульсными сигналами и на регистрации параметров (например, мгновенных значений), отличных от частотных зависимостей амплитуд и фаз реакции объекта, относятся к методам исследований во временной области. Теоретически, используя преобразования Фурье, можно показать, что при определении параметров линейных стационарных систем преимущества частотного и временного методов определяются только технической реализацией спектра сигналов требуемой мощности в необходимом диапазоне частот. Именно трудности формирования зондирующих сверхширокополосных сигналов обусловили то, что метод исследований в частотной области стал основным при исследовании линейных стационарных систем диапазона СВЧ.

Для исследования объектов, не являющихся линейными и стационарными системами, рассматриваемые частотные и временные методы не эквивалентны в принципе, так как для таких объектов несправедливо утверждение о квазигармоничности выходного сигнала при воздействии на объект квазигармонического. Поэтому частотный метод неприменим ни для нелинейных, ни для нестационарных объектов, кроме случаев, когда удастся применить методы линеаризации. В связи с этим значительный интерес представляет временной метод, при котором в качестве зондирующих сигналов используются кратковременные электромагнитные импульсы.

Говоря о положительных сторонах методов измерений во временной области, нельзя обойти еще одного важного

аспекта, связанного с пространственной протяженностью любого реального объекта исследований. Частотные методы рассматривают стационарный режим взаимодействия объекта с зондирующим сигналом. При этом весь объем объекта заполняется электромагнитным (или другим) полем, изменяющимся в каждой внутренней точке объекта по гармоническому закону. Если исследуемые свойства объекта должны характеризовать какие-то пространственно-локальные характеристики, описывающие неоднородность внутреннего объема объекта, то частотные методы позволяют получить необходимую информацию только косвенным путем, по частотной зависимости реакции. Анализ сигналов во временной области здесь обладает несомненными преимуществами. Зондирующий импульс малой длительности, распространяясь в объеме объекта, образует пространственно-локализованную уединенную волну. Ее взаимодействие с внутренними неоднородностями объекта порождает разнесенные во времени сигналы, существенно облегчая анализ пространственных параметров и свойств, имеющих пространственную локализацию.

Простейшим примером является исследование объекта, представляющего собой пространственно-одномерную структуру. В радиотехнике такие объекты носят название направляющих систем и выполняются в виде лучеводов, волноводов, коаксиальных, двухпроводных, полосковых и других линий передачи. Именно для исследования этих линий впервые был применен временной метод, получивший название «импульсная рефлектометрия», или «рефлектометрия во временной области». Сущность метода заключается в получении сведений о неоднородностях в линии передачи по параметрам импульсных сигналов, отраженных от них. Для этого на вход исследуемой линии подается зондирующий импульсный сигнал, который после отражения от неоднородности возвращается на вход, где регистрируется. Получаемая рефлектограмма позволяет по моменту появления, форме и амплитуде отраженного сигнала обнаружить и оценить неоднородность.

Основной критерий при выборе зондирующего сигнала — обеспечение максимальной информативности рефлектограммы. Необходимое условие для этого — возможность распространения данного сигнала вдоль направляющей системы без существенного затухания. Так, если система является трактом передачи Т-волн, то в качестве зондирующего может использоваться любой сигнал. Если же направляющая система содержит полосовые фильтры или является

волноводом с конечным значением критической частоты, то зондирующий сигнал должен иметь максимум энергии в полосе прозрачности этой направляющей системы. В связи с применением широкополосного видеопульса или радиочастотного (с колебанием несущей частоты) импульсного сигнала стали различать видеопульсную и радиопульсную рефлектометрию, а позже и импульсную рефлектометрию оптического диапазона, использующую световые зондирующие импульсы пикосекундной длительности.

Для исследований во временной области характерным является регистрация мгновенных значений сигналов и последующая их обработка. Лишь иногда, в зависимости от области частот, в которой работает исследуемое устройство (например, узкополосное СВЧ устройство), приходится регистрировать параметры огибающей сигнала (радиопульса), а в оптическом диапазоне определять зависимость интенсивности сигналов от времени. Специфика регистрации сигналов этих диапазонов рассматривается в последующих главах. С развитием методов и совершенствованием аппаратуры для регистрации разнообразных пикосекундных сигналов определение их мгновенных значений станет характерным для всех рефлектометров и других средств измерений во временной области.

Длительное время в технике радиоизмерений сдерживалось широкое применение временных методов, а традиционным стал частотный метод измерения характеристик и параметров устройств. В значительной степени это объяснялось, с одной стороны, тем, что отсутствовали средства формирования и регистрации широкополосных сигналов, спектр которых охватывал бы диапазоны высоких и сверхвысоких частот, а с другой стороны, тем, что исследуемые устройства этих диапазонов были достаточно узкополосными. Поэтому при исследовании линейных стационарных систем было целесообразно применять гармонические измерительные сигналы и набор соответствующих генераторов для различных диапазонов частот. Затем в радиоэлектронике стали появляться все более широкополосные устройства, диапазон которых охватывал и СВЧ. Исследование частотных характеристик таких устройств становилось весьма затруднительным. При экспериментальных исследованиях классический частотный метод терял свои достоинства (удобство и простоту). Потребовался комплекс программируемых генераторов гармонических сигналов, свип-генераторов и фазочувствительных широкополосных измерителей отношений.

Одновременно возросли возможности исследования объектов во временной области. Важным стимулом явились достижения в формировании импульсов пикосекундной длительности, спектр которых простирается от единиц герц до десятков гигагерц, а также создание широкополосных стробоскопических осциллографов, позволяющих регистрировать сигналы пикосекундной длительности. Временная синхронизация зондирующего сигнала и развертки осциллографа обеспечивали возможность сравнения фазового спектра зондирующих и отраженных сигналов, т. е. возможность измерения комплексного коэффициента отражения. Таким образом, стало возможно на практике реализовать описанные выше преимущества исследования объектов во временной области.

Применение пикосекундных импульсных зондирующих сигналов и современных стробоскопических осциллографов позволило повысить «проникающую способность» временного метода исследований. Стали возможными возбуждение и наблюдение значительно большего числа внутренних движений исследуемой неоднородной структуры объекта, увеличение числа определяемых параметров сигналов и точности их измерений.

На следующем этапе развития методов и техники измерений во временной области, связанном с применением вычислительных методов преобразования Фурье, оказалось возможным получать результаты исследования объектов как во временном, так и в частотном (привычном для многих специалистов) представлении. Здесь преимущество временного метода (пространственное разрешение, определение нестационарных и нелинейных свойств и др.) перед частотным стало более заметно. При этом аппаратный комплекс (генератор пикосекундных импульсов, стробоскопический осциллограф) системы измерений во временной области, как будет показано далее, не сложнее, а даже проще и дешевле, чем комплекс программируемых гармонических генераторов (перекрывающих тот же диапазон частот) и фазочувствительных широкополосных измерителей отношений (используемых в современных измерительных системах, которые реализуют измерения в частотной области).

1.2. Принцип импульсного зондирования

В предыдущем параграфе сказано, что исследование объектов во временной области получило наибольшее распространение при использовании в качестве зондирующего сигнала кратковременного импульса, или перепада напря-

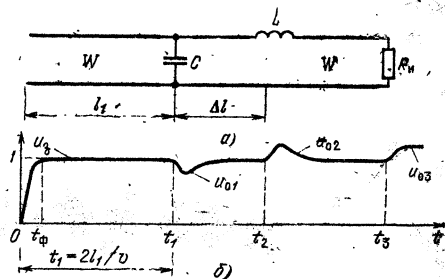
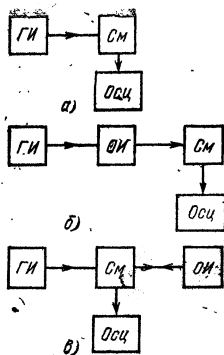


Рис. 1.1. Структурные схемы измерительных установок

Рис. 1.2. Эквивалентная схема линии передачи (а) и ее рефлектограмма (б)

жения с фронтом весьма малой длительности. Реакцией объекта на зондирующий импульс могут быть отраженные от объекта (отдельных его участков) импульсные сигналы или прошедшие через объект сигналы.

В исследованиях импульсным методом используются установки, структурные схемы которых приведены на рис. 1.1, где ГИ — генератор зондирующих (измерительных) импульсов, См — широкополосный стробоскопический смеситель, Осц — стробоскопический осциллограф, ОИ — объект измерения. Схема на рис. 1.1, а позволяет исследовать зондирующий сигнал. С помощью схемы на рис. 1.1, б можно наблюдать отклик исследуемого устройства по прошедшему объект (ОИ) сигналу, измерять его временные (переходную или импульсную) характеристики. На рис. 1.1, в представлена простейшая структурная схема импульсного рефлектометра. Здесь зондирующий сигнал через широкополосный смеситель (выполненный в виде линии передачи с входом и выходом — смеситель «на проход») поступает на исследуемый объект (ОИ) и одновременно после стробоскопического преобразования наблюдается на экране осциллографа. Отраженные от неоднородностей исследуемого объекта (линии передачи) сигналы, пройдя смеситель, после стробоскопического преобразования наблюдаются вместе с зондирующим сигналом на экране осциллографа (зондирующий и отраженный сигналы складываются в тракте вертикального отклонения осциллографа).

Для исследования коаксиальных кабелей на первом этапе развития импульсной рефлектометрии были разра-

ботаны рефлектометры, в которых зондирующими сигналами являлись перепады напряжения с фронтом длительностью около 1 нс, или наносекундные видеоимпульсы [1, 2]. В аналогичной аппаратуре для исследования волноводных трактов СВЧ использовались радиочастотные импульсы наносекундной длительности [3, 4].

Эквивалентная схема (рис. 1.2, а) соответствует линии передачи, содержащей неоднородности в виде параллельной емкости C и последовательной индуктивности L и нагруженной на конце на активное сопротивление R_n , большее волнового сопротивления линии W . На рефлектограмме, наблюдаемой на осциллографе рефлектометра (рис. 1.2, б), показаны зондирующий сигнал u_3 — перепад напряжения с фронтом длительностью t_ϕ — и наложенные на его вершину сигналы u_{01} и u_{02} , отраженные соответственно от емкости и индуктивности, а также сигнал u_{03} , отраженный от несогласованной нагрузки. Видно, что эти сигналы легко различимы по времени их запаздывания t_1 , t_2 , t_3 относительно момента поступления ($t = 0$) на вход линии зондирующего перепада напряжения, по форме и полярности.

Возможности импульсного рефлектометра в обнаружении и оценке малой неоднородности, а также в разрешении двух соседних неоднородностей, разделенных в линии участком Δl , характеризуются главным образом длительностью фронта зондирующего сигнала t_ϕ и отношением сигнал-шум рефлектометра. В начале развития техники импульсной рефлектометрии из-за малых разрешающей способности ($\Delta l_{\min} \cong t_\phi v/2$, v — скорость распространения сигнала) и чувствительности аппаратуры не ставилась задача определения структуры (установления эквивалентной схемы) неоднородности и достаточно точного определения параметров малых неоднородностей. Практически важным являлось обнаружение, локализация и грубая оценка величины неоднородности исследуемой линии передачи. Дальнейшее развитие техники импульсной рефлектометрии позволило определять свойства неоднородностей, имеющих простейшие, а позже и сложные эквивалентные схемы.

Здесь следует коснуться вопросов о том, как форма отраженного сигнала может быть связана с физической структурой неоднородности линии передачи и что понимается обычно под эквивалентной схемой неоднородности. Как показано в гл. 2, а также в [8], если в однородной линии передачи имеются малые плавные протяженные неоднородности волнового сопротивления (например, за счет измене-

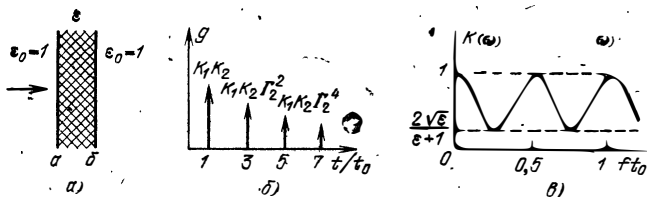


Рис. 1.3. Неоднородность диэлектрического заполнения (а) и реакция на зондирующий импульс во временной (б) и частотной (в) областях

ния геометрических размеров проводников или свойств диэлектрика), то при зондировании линии идеальным перепадом напряжения форма отраженного сигнала повторяет закон изменения волнового сопротивления на неоднородном участке, т. е. неоднородность «видна» на экране рефлектометра.

При резких изменениях геометрических размеров и конфигурации проводников (уступы, выточки и др.) или свойств диэлектрика, как известно [8] из решения электродинамических задач, для таких неоднородностей можно получить с учетом волн высших типов эквивалентные схемы, содержащие реактивные параметры. Однако даже если не учитывать влияния волн высших типов, возникающих в местах неоднородностей линии передачи, а полагать наличие лишь Т-волн, то при импульсной рефлектометрии влияние неоднородностей можно также учесть с помощью соответствующих простейших эквивалентных схем, содержащих L - или C - или R -элементы.

Это можно показать на примере прохождения плоской волной участка среды с резким изменением диэлектрической константы ϵ (участок $a - б$ на рис. 1.3, а). Если на переднюю границу a поступает волна поля в виде дельта-импульса $\delta(t - t_1)$, то на выходе неоднородного участка $б$ за счет прохождения основного импульса и попутного потока, возникающего при многократных отражениях импульса от границ участка $a - б$, получим отклик в виде последовательности импульсов (рис. 1.3, б):

$$g(t) = K_1 K_2 \delta(t - t_0) + \Gamma_2^2 K_1 K_2 \delta(t - 3t_0) + \Gamma_2^4 K_1 K_2 \times \delta(t - 5t_0) + \dots, \quad (1.1)$$

где t_0 — время прохождения импульсом расстояния между границами $a - б$ неоднородности; $K_1 = 1 - \Gamma_2$ и $K_2 = 1 + \Gamma_2$ — коэффициенты передачи соответственно через

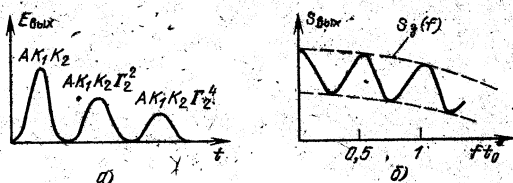


Рис. 1.4. Отклик во временной (а) и частотной (б) областях при $t_n \ll t_0$

границы а и б неоднородности; $\Gamma_2 = (\sqrt{\epsilon} - 1) / (\sqrt{\epsilon} + 1)$ — коэффициент отражения волн от скачка диэлектрической константы $\epsilon - \epsilon_0, \epsilon_0 = 1$.

Преобразование Фурье для (1.1):

$$\begin{aligned} \dot{K}(\omega) &= K_1 K_2 e^{-j\omega t_0} + K_1 K_2 \Gamma_2^2 e^{-3j\omega t_0} + \dots = \\ &= K_1 K_2 e^{-j\omega t_0} / (1 - \Gamma_2^2 e^{-2j\omega t_0}). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Модуль этого выражения

$$K(\omega) = K_1 K_2 / \sqrt{(1 + \Gamma_2^2)^2 - 2\Gamma_2^2 \cos \omega t_0} \quad (1.3)$$

является периодической функцией (рис. 1.3, в).

Если зондирующий импульс конечной длительности t_n с амплитудой A (например, колоколообразный импульс), то, как можно показать, при $t_n \ll t_0$ во временной области наблюдается отклик в виде последовательности импульсов $E_{\text{вых}}(t)$ конечной длительности с убывающей амплитудой (рис. 1.4, а). Соответствующая картина в частотной области показана на рис. 1.4, б. В спектре выходного сигнала $S_{\text{вых}}(f)$ видна периодичность, т. е. частотная характеристика сохраняет свойства периодичности. На рис. 1.4, б штриховой линией показан спектр зондирующего импульса колоколообразной формы $S_3(f)$.

Когда зондирующий импульс $E_3(t)$ имеет длительность $t_n \gg t_0$, для определения выходного сигнала $E_{\text{вых}}(t)$ необходимо получить соответствующее уравнение. Для сигнала на выходе неоднородности с учетом попутного потока можно записать

$$\begin{aligned} E_{\text{вых}}(t + t_0) &= E_2(t) = K_1 K_2 E_3(t) + K_1 K_2 \Gamma_2^2 E_3(t - \\ &- 2t_0) + K_1 K_2 \Gamma_2^4 E_3(t - 4t_0) + \dots \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Gamma_2^2 E_2(t - 2t_0) &= \Gamma_2^2 K_1 K_2 E_3(t - 2t_0) + \Gamma_2^2 K_1 K_2 \Gamma_2^2 E_3 \times \\ &\times (t - 4t_0) + \dots \end{aligned}$$

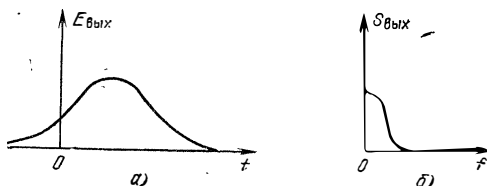


Рис. 1.5. Отклик во временной (а) и частотной (б) областях при $t_{\text{н}} \gg t_0$

Вычитая эти равенства, находим разностное уравнение

$$E_2(t) - \Gamma_2^2 E_2(t - 2t_0) = K_1 K_2 E_3(t). \quad (1.4)$$

Разлагая $E_2(t - 2t_0)$ в ряд и ограничиваясь первым приближением, получаем:

$$E_2(t - 2t_0) \cong E_2(t) - 2t_0 dE_2(t)/dt.$$

Тогда уравнение (1.4) можно записать в виде дифференциального уравнения первого порядка:

$$\tau \frac{dE_2(t)}{dt} + E_2(t) = E_3(t), \quad (1.5)$$

$$\text{где } \tau = \frac{2t_0}{1 - \Gamma_2^2} \Gamma_2^2.$$

Выходной сигнал для этого случая $E_{\text{вых}}(t) = E_2(t)$ (рис. 1.5, а) не имеет свойства периодичности.

В частотной области условие $t_{\text{н}} \gg t_0$ эквивалентно условию, что ширина спектра зондирующего импульса мала и $f_{\text{в}} t_0 \ll 1$. Спектр выходного сигнала $S_{\text{вых}}(f)$ определяется из рис. 1.4, б путем сужения спектра $S_3(f)$ и показан на рис. 1.5, б. Как видно, частотная характеристика неоднородности уже теряет свойства периодичности, и легко указать верхнюю граничную частоту $f_{\text{в}}$.

Уравнение (1.5) и частотная характеристика на рис. 1.5, б соответствуют простейшей цепи первого порядка (интегрирующая цепь). Таким образом, при $t_{\text{н}} \gg t_0$ можно считать, что протяженность неоднородности (участок а — б) столь мала, что ее можно заменить сосредоточенной в сечении а неоднородностью емкостного характера.

Аналогичные расчеты для сигнала, отраженного от передней (а) границы неоднородного участка (рис. 1.3, а) с учетом попутного потока, дают последовательность импульсов (рис. 1.6, а)

$$E_0(t) = \Gamma_1 E_3(t) + \Gamma_2 K_1 K_2 E_3(t - 2t_0) + \Gamma_2^3 K_1 K_2 E_3 \times \\ \times (t - 4t_0) + \dots, \quad (1.6)$$

где $\Gamma_1 = -\Gamma_2$; $K_1 K_2 = 1 - \Gamma_2^2$; $E_3(t)$, $E_0(t)$ — соответственно зондирующий и отраженный сигналы.

Если зондирующий сигнал $E_3(t)$ есть перепад поля с длительностью фронта $t_\Phi \ll t_0$, то отраженный сигнал $E_0(t)$ имеет ступенчатую форму (рис. 1.6, б).

Если функцию $E_3(t)$ разложить в ряд и ограничиться первым приближением, то (1.6) можно привести к виду

$$E_0(t) \cong -\frac{2t_0 \Gamma_2}{1 - \Gamma_2^2} \frac{dE_3(t)}{dt} = -\tau \frac{dE_3(t)}{dt}. \quad (1.7)$$

Тогда при зондирующем сигнале в виде перепада с длительностью фронта $t_\Phi \gg t_0$ отраженный сигнал будет иметь вид, показанный на рис. 1.6, в. Такой сигнал получается при отражении от сосредоточенной неоднородности в виде емкости, шунтирующей линию передачи (см. рис. 1.2)

Таким образом, уравнения (1.5) и (1.7) являются простейшими математическими моделями рассматриваемой реальной неоднородности (рис. 1.3, а) соответственно для прошедшего и отраженного сигналов. Этому соответствует эквивалентная схема неоднородности в виде эквивалентной емкости, шунтирующей линию передачи в сечении а. Причем емкость, измеренная во временной области при данном зондирующем сигнале, равна рассчитанной в частотной области в полосе частот до верхней частоты спектра зондирующего сигнала. (Далее в гл. 2 будут рассмотрены различные неоднородности и способы оценки параметров их эквивалентных схем.)

Приведенный выше материал показывает тесную связь между импульсной рефлектометрией и общеизвестным методом радиолокации. Действительно, метод импульсной рефлектометрии можно с полным основанием назвать ра-

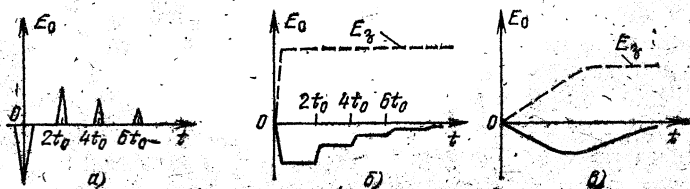


Рис. 1.6. Отраженный сигнал от диэлектрической неоднородности при воздействии дельта-функции (а) и перепада напряжения при $t_\Phi \ll t_0$ (б) и $t_\Phi \gg t_0$ (в)

диолокацией направляющих систем. Однако при сравнении сразу становится очевидным одно важное отличие: задачей метода импульсной рефлектометрии являлась не только локализация неоднородностей, но и их характеристика, тогда как в радиолокации к решению подобных задач еще только приступают. Возможности импульсной рефлектометрии в этом отношении резко увеличились после создания рефлектометров пикосекундного диапазона.

1.3. Возможности временных методов исследования с помощью пикосекундных импульсов

1.3.1. Основные задачи исследований и требования к теории временных методов

Успехи в формировании, регистрации и обработке импульсов пикосекундной длительности способствовали созданию импульсных рефлектометров высокой чувствительности и большой разрешающей способности по времени. Длительность реакции на точечную сосредоточенную неоднородность современных импульсных рефлектометров достигла $(20-50) \cdot 10^{-12}$ с, что соответствует локализации точечного объекта в области пространства в единицы миллиметров. Это создает уникальные возможности для экспериментальных исследований [5—13]. Оказывается возможным получить кроме общих характеристик объекта в широком диапазоне частот характеристики его отдельных участков, определить его внутреннюю структуру (схемную модель) и параметры, регистрировать быстрые изменения свойств объекта. Теоретически эквивалентные для линейных стационарных систем частотные методы также позволяют получить характеристики линий передачи с многими неоднородностями. Однако при этом необходимо провести точные измерения фазо- и амплитудно-частотных характеристик и произвести расчеты для выделения отражений от интересующего объекта (участка линии передачи), что возможно лишь при очень большом динамическом диапазоне измерительной установки.

Временной метод на первом же этапе исследования позволяет наблюдать отдельно реакцию отдельных неоднородностей и с помощью простейших соотношений по виду и величине (максимальному значению или площади) отраженного сигнала приближенно оценить тип простейшей (имеющей одно- или двухэлементную эквивалентную схему) неоднородности и ее параметры [8—11, 14—18].

Для определения структуры (эквивалентной схемы) и параметров более сложных неоднородностей, а также свойств нестационарных и нелинейных объектов необходимы расчеты на основе использования математической модели объекта, построенной во временной области. Это привело к разработке круга новых вопросов импульсного метода исследования и измерения объектов, что явилось качественно новым этапом развития метода, который получил название исследований и измерений во временной области или время-импульсного метода исследования [13, 19, 20].

Задачи, которые стало возможным ставить и решать временными методами, можно отнести к следующим направлениям:

исследование и измерение временных (переходных и импульсных) характеристик устройств, широкополосных трактов и их частей;

исследование частотных характеристик устройств в виде цепей с распределенными параметрами (в том числе специально встраиваемых в линию передачи элементов и устройств) в весьма широком диапазоне частот, исследование электрофизических свойств материалов;

идентификация линии передачи с неоднородностями для определения общей структуры (распределения неоднородностей вдоль линии и установления их эквивалентных схем) и для определения параметров (параметрическая идентификация) априорно заданных структур;

определение характеристик и параметров нестационарных и нелинейных объектов (устройств, материалов и сред).

Решение этих задач потребовало разработки вопросов теории. Основные положения теории исследования объектов и измерения во временной области стали формироваться, когда к импульсной рефлектометрии стали подходить как к задаче идентификации и построения моделей динамических систем на основе понятий пространства состояний [21—24]. Как будет показано в этой и последующих главах, для этого потребовалось следующее:

разработать модель во временной области для неоднородной линии передачи с учетом частотно-зависимых потерь;

для решения задач моделирования и идентификации цепей с распределенными параметрами предложить согласованный подход к построению дискретных моделей линий передачи и сигналов, передаваемых по ним;

сформулировать задачу идентификации, к которой сводится определение структуры и параметров исследуемой системы, т. е. нахождение отображения вход-выход, соот-

ветствующего исследуемой системе, по данным эксперимента и модели системы;

разработать способы построения моделей и исследования неоднородных цепей, включая нелинейные [26].

Разработанная теория позволила успешно использовать для обработки сигналов и других процедур современную вычислительную технику.

1.3.2. Проблема выбора моделей при исследованиях объектов импульсами

Область приложений импульсных методов исследования необычайно обширна: от анализа параметров неоднородных включений в тракте передачи до спектроскопии атомов и молекул, релаксационного анализа белковых и других органических веществ. Разумеется, специалист в каждой проблемной области пытается получить необходимую ему информацию в терминах привычных для него моделей. Такая информация может быть получена соответствующей интерпретацией результатов проведенных экспериментов — записей зондирующего сигнала и сигнала-отклика объекта. Поскольку эксперимент состоит в организации взаимодействия объекта с электромагнитным импульсом, то любая модель должна опираться на макроскопическое описание такого взаимодействия с точки зрения электродинамики. При этом общий принцип построения моделей при импульсном методе исследования объектов состоит в составлении уравнений Максвелла в той или иной форме.

Кроме того, импульсный метод предполагает, как было отмечено выше, подход к анализу во временной области. В связи с этим типичной является запись уравнений Максвелла в дифференциальной форме, которая в общем случае может быть дана в компактной записи

$$\frac{\partial}{\partial t} x(t) = F[x(t), E_{\text{вх}}(t), H_{\text{вх}}(t)].$$

Здесь $x(t)$ характеризует электромагнитное поле в объекте; $E_{\text{вх}}(t)$, $H_{\text{вх}}(t)$ — поле внешнего, действующего на объект импульса. Уравнения такого вида имеют теоретико-системную основу: это так называемые уравнения объектов в пространстве состояний.

Таким образом, второй стороной общего принципа построения моделей при импульсном методе исследования является использование уравнений динамических систем в пространстве состояний. В качестве таких уравнений мо-

гут выступать непосредственно уравнения Максвелла, интегрированные по пространственным координатам с учетом физических, геометрических свойств объектов, внешней среды, граничных условий. Так, в [22] получены уравнения состояний линейных направляющих систем с Т-волнами с учетом частотно-зависимых потерь в диэлектрике и металле. Поскольку ширина спектра реальных импульсов конечна, то как пространственная, так и временная структуры волн могут быть полностью описаны дискретными значениями полей. При этом уравнения даются в виде динамической системы с дискретным временем:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x}(t) = \Phi \mathbf{x}(t) + \mathbf{B} u_{\text{вх}}(t), \quad y(t) = \mathbf{C} \mathbf{x}(t),$$

где $u_{\text{вх}}(t)$ — внешнее воздействие; $y(t)$ — отклик объекта; Φ , \mathbf{B} , \mathbf{C} — матрицы, причем матрица Φ имеет блочно-трехдиагональную структуру, описывая прямое прохождение, обратное рассеяние и внутреннее преобразование волн в системе.

Аналогичные уравнения получены и для трехмерных сред [23]. В более простых случаях, когда направляющая система однородна, а неоднородности содержит только в виде конечного набора сосредоточенных в изолированных пространственных ячейках, для описания взаимодействия зондирующего импульса с каждой из них может использоваться модель в виде обыкновенного дифференциального уравнения. При решении задач определения простейших дискретных неоднородностей в линиях передачи наряду с моделями в виде обыкновенных дифференциальных уравнений используются схемные модели, т. е. одно- и двухэлементные L -, C -, R -эквивалентные схемы, как сказано в § 1.2 и использовано в гл. 2.

Анализ процессов в линиях передачи со сложными неоднородностями при импульсных воздействиях основывается на совместном использовании матричных (обобщенных) телеграфных уравнений и уравнений в пространстве состояний, описывающих преобразование сигналов на неоднородности [19]. Такие задачи могут быть успешно решены при построении согласованных дискретных моделей цепей и сигналов. В основе согласованного подхода лежит тот факт, что любые сигналы в реальных условиях наблюдаются с помощью некоторых приборов — анализаторов. В данном случае (рис. 1.1) это стробоскопические преобразователи. Анализатор ставит в соответствие каждому сигналу его математическую модель — набор коэффициентов раз-

ложения по некоторой системе линейно-независимых функций. При этом согласованность означает, что строятся такие модели объектов исследования, которые преобразуют модели сигналов на входе объекта в модели сигналов на его выходе. При этом система функций, используемая для представления сигналов, должна быть замкнутой относительно операции дифференцирования [24]. Такая система функций, например, используется в гл. 2 данной книги.

При решении задачи идентификации линии со сложными неоднородностями или специально встроенными устройствами целесообразно использовать математические модели в виде линейных дифференциальных уравнений, коэффициенты которых определяются по измеренным отклику объекта и воздействию [24], как это показано на примерах в гл. 2 и 6. Применение схемных моделей в этих случаях нецелесообразно, так как эквивалентные схемы оказываются неоднозначными и теряют наглядность.

Для общих случаев линейных объектов и широкого класса нелинейных следует отметить возможность построения модели в виде волновой системы — D -модели. В [26] показано, что если связь между входным сигналом $u(t)$ и выходным $y(t)$ для объекта задается соотношением

$$y(t) = \int_{-\infty}^t R[t - \tau, u(\tau)] d\tau,$$

называемым оператором Урысона, то, вводя «волну состояния» $x(t, \xi)$, любой такой объект можно представить одномерной волновой системой — D -моделью:

$$\frac{\partial x(t, \xi)}{\partial t} = \frac{\partial x(t, \xi)}{\partial \xi} + K(\xi, u(t));$$

$$y(t) = x(t, 0); \quad x(-\infty, \xi) = 0.$$

Применение такой модели перспективно для исследования активных нелинейных элементов по их реакции при зондировании импульсами различной амплитуды (интенсивности).

Наконец, при исследовании объектов в свободном пространстве приходится иметь дело с моделями в виде уравнений в пространственно-временном представлении [33, 34]. Таким образом, с развитием импульсных методов исследования увеличивается разнообразие и сложность моделей объектов. В последующих главах используются различные модели, учитывающие специфику исследуемого объекта.

Применение средств вычислительной техники существенно расширило круг исследований объектов, непосредственно относящихся к направляющим системам или вводимых в направляющие системы. Как отмечалось, исследования во временной области позволяют определять временные характеристики объекта и решать задачи идентификации. Но применение ЭВМ позволяет, также определять частотные характеристики объекта по временным [20, 24, 25], используя алгоритм быстрого преобразования Фурье. Это дало возможность использовать достоинства временного метода (раздельное получение отраженных сигналов от отдельных неоднородных участков линии передачи) для получения частотных характеристик участков сложного тракта, позволяя в привычном для специалистов в области техники СВЧ частотном представлении оценивать качество сложных узлов и линий передачи. Например, можно определить коэффициенты рассеяния S_{km} четырехполюсников по измеренным импульсным сигналам (гл. 2).

Как отмечалось, исследуемым четырехполюсником может быть специально встроенный в линию передачи элемент, узел коаксиального или полоскового тракта, ампула с исследуемым материалом, свойства которых должны быть изучены в широкой области частот. При этом сохраняется возможность исследования временных характеристик объектов, а также их нелинейных и параметрических свойств. Например, можно успешно определять временные и частотные характеристики транзисторов и диодов [27—29] измерять их параметры с динамическим диапазоном до 50 дБ [29], оценивать нелинейные зависимости. При измерении частотных характеристик полупроводниковых приборов исключается влияние подводящих трактов и подсоединителей.

Для измерения характеристик и определения электрофизических свойств материалов (в том числе изменяющихся во времени) удобно воспользоваться устройством, схема которого приведена на рис. 1.7. В ней совмещены возможности измерений, проводимых по схемам на рис. 1.1, а, б, однако не требуется производить каких-либо переключений, приводящих к потере времени в ходе эксперимента. Здесь зондирующий сигнал $u_z(t)$ через широкополосный смеситель (См) поступает на исследуемый участок линии передачи с изучаемым материалом (ОИ), где возникает от-

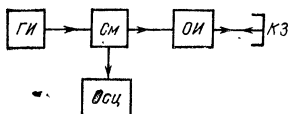


Рис. 1.7. Структурная схема измерительной установки

раженный сигнал $u_0(t)$, а прошедший через материал сигнал $u_{\text{вых}}(t)$, поступает на короткозамкнутый конец (КЗ) линии и после отражения от него вновь проходит через участок с материалом и через смеситель вместе с сигналами $u_3(t)$, $u_0(t)$ и поступает в стробоскопическое регистрирующее устройство (Осц). Можно показать, что эти сигналы после Фурье-преобразования определяют коэффициенты рассеяния S_{11} и S_{12}^2 материала. Таким образом изучаются электрофизические величины материалов (комплексные значения магнитной и диэлектрической проницаемости в широкой полосе частот и др.), а также свойства материалов, изменяющиеся во времени [12, 20, 29—31]. Ниже будет описана и иная методика измерения параметров материалов [60].

1.3.4. Исследования в свободном пространстве

Применение импульсного метода не ограничивается исследованиями направляющих систем и объектов, встраиваемых в них. Так как видеоимпульс пикосекундной длительности имеет весьма широкий спектр, то под его воздействием возможно излучение антенных устройств. Это позволяет проводить исследование во временной области объектов, включающих антенны и свободное пространство [12, 20, 29, 32—34]. Излучение антенн под действием пикосекундных импульсов, облучение такими сигналами цели, прием и анализ рассеянного целью сигнала позволили решить круг важнейших задач, относящихся к теории антенн, широкополосной радиолокации, исследованию воздействия электромагнитного импульса ядерного взрыва на технические объекты.

Развитие и совершенствование методов определения переходных процессов в задачах рассеяния электромагнитных волн непосредственно во временном представлении совпало с возрастанием интереса к широкополосным локаторам, которые могут классифицировать цели, получить радиолокационный «портрет» цели. Традиционно в лабораторных экспериментах объект облучали монохроматическим излучением и измеряли амплитуду и фазу отраженного сигнала. При этом для устранения влияния отражений

от расположенных вблизи цели посторонних объектов вся установка помещалась в дорогостоящую безэховую камеру. Необходимость в такой камере и трудности осуществления когерентных измерений в широкой полосе частот устраняются при исследовании с помощью пикосекундных импульсов. Получаемые при этом временные характеристики весьма ценны для классификации целей, они позволяют лучше понять явления, происходящие при рассеянии электромагнитных волн. Временной метод экспериментальных исследований хорошо сочетается с решением задач рассеяния нестационарных волн, например, методом интегральных уравнений в пространственно-временном представлении, позволяет провести раздельный анализ вкладов в рассеяние отдельных участков цели [34]. Таким образом, открывается возможность расширения исследований нестационарных процессов в электродинамике [33, 34].

Импульсный метод позволяет успешно измерять характеристики широкополосных антенн, не прибегая к безэховым камерам [20, 29]. Использование этого метода для исследования антенн способствует более глубокому пониманию происходящих процессов, он дает новые критерии для расчета и синтеза широкополосных излучателей [20, 33].

Особую роль играют пикосекундные импульсы в физическом моделировании. Принцип автомодельности позволяет утверждать, что взаимодействие импульсов длительностью около 10^{-10} с с объектами размером в десятки сантиметров можно сделать эквивалентным взаимодействию импульсов длительностью в единицы микросекунд с объектами размером в несколько сотен метров. В [20] описана лабораторная установка для исследования таким способом воздействия электромагнитного импульса ядерного взрыва на авиационные, наземные и другие конструкции.

1.3.5. Исследования в оптическом диапазоне

В последнее время открылась еще одна важная область применения импульсного метода исследования, уже в оптическом диапазоне электромагнитных волн. В связи с внедрением волоконных световодов возникла необходимость исследования таких оптических трактов: исследование затухания в световоде, определение неоднородностей тракта, контроль качества согласования и т. д. Все эти задачи успешно решаются с помощью оптических рефлектометров, использующих нано- и пикосекундные импульсы [35].

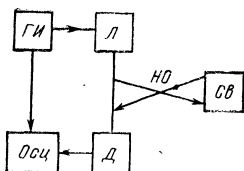


Рис. 1.8. Структурная схема рефлектометра оптического диапазона

В структурной схеме такого рефлектометра в отличие от обычного добавлены блоки, обеспечивающие формирование светового зондирующего импульса и детектирование отраженного и падающего сигналов. На рис. 1.8 показаны: генератор видеоимпульсов (ГИ) для модуляции лазерного или светодиодного источника импульсов (Л), который через направленный ответвитель (НО) излучает в исследуемый световод (СВ)

сигнал. Отраженный сигнал через ответвитель поступает на фотодетектор (Д), а затем через стробоскопический преобразователь — на регистрирующее устройство (Осц).

Применение пикосекундных импульсов и лазерной техники позволяет решать также ряд задач исследования атмосферы, сверхточного измерения расстояний до объектов в свободном пространстве и на поверхности Земли и др. [20].

1.4. Средства исследований во временной области

1.4.1. Импульсные рефлектометры

Техника нано- и пикосекундных импульсов потребовала широкого использования цепей с распределенными параметрами, быстродействующих полупроводниковых приборов, наложила специфические требования на проведение экспериментов и измерений в этом диапазоне [37—39]. Поэтому устройства исследования объектов с помощью таких импульсов (рис. 1.1, 1.3, 1.4) выполняются на основе коаксиальных, полосковых линий или волноводных трактов.

В простейшем варианте импульсная рефлектометрическая установка (рис. 1.1, в) может быть собрана из отдельных серийно выпускаемых приборов. Для этого подходящий генератор импульсов, стробоскопический осциллограф с широкополосным смесителем и исследуемое устройство соединяются коаксиальными кабелями или отрезками воздушных коаксиальных линий. Однако разработка импульсного рефлектометра как специального прибора позволила учесть ряд необходимых особенностей конструкции генератора им-

пульсов, стробоскопического преобразователя, блоков синхронизации, обеспечив согласование функциональных частей прибора, увеличение стабильности его работы, чувствительности и быстродействия.

Важнейшими характеристиками рефлектометра являются чувствительность и длительность фронта его аппаратурной функции, под которой понимают наблюдаемый на экране рефлектометра перепад зондирующего напряжения. Длительность фронта аппаратурной функции определяется длительностью фронта сигнала, формируемого генератором, и длительностью фронта переходной характеристики стробоскопического осциллографа. Именно от длительности фронта аппаратурной функции в значительной степени зависит разрешающая способность импульсного рефлектометра. Принцип функционирования и конструкция смесителя и стробоскопического преобразователя определяют уровень внутренних шумов, а значит, и чувствительность рефлектометра, а также динамический диапазон и разрешающую способность прибора.

В литературе описаны видеоимпульсные рефлектометры, длительность фронта аппаратурной функции которых 28—100 пс [40—43]. Импульсный рефлектометр, имеющий смеситель на туннельном диоде и работающий с использованием принципа дискриминатора мгновенных значений, имеет особо высокую чувствительность [44].

Современные видеоимпульсные рефлектометры, имеющие длительность фронта аппаратурной функции 30—100 пс, уровень собственных шумов 2—5 мВ и амплитуду зондирующего сигнала 0,2—1 В, позволяют определять непосредственно по рефлектограмме отклонение волнового сопротивления линии от номинала на 0,5 Ом, минимальную емкостную неоднородность 0,008—0,02 пФ, минимальную индуктивность 0,01—0,05 нГн, разрешение в линии с воздушным заполнением 4,5—15 мм, а в полосковых линиях на диэлектрической подложке — до 1—5 мм. Если перевести стробоскопический преобразователь рефлектометра в режим сглаживания шумов и применить специальную обработку данных рефлектометрии (с применением вычислительной техники), то приведенные минимальные значения можно уменьшить еще на порядок. Другие способы не позволяют измерять столь малые значения параметров элементов в линиях передачи. В настоящее время имеются импульсные рефлектометры отечественного производства Р5-11, СК7-18 [45, 46] и зарубежные [43, 46] модели 1818А, 1815А/В с блоком 1817А (США),

имеющие длительность фронта аппаратурной функции 28—50 пс и чувствительность $(1—5) \cdot 10^{-3}$.

Для исследования волноводных трактов СВЧ известны рефлектометры, использующие радиочастотные зондирующие импульсы наносекундной длительности [47—49], а для исследования световодов — рефлектометры оптического диапазона [35].

1.4.2. Измерительные системы

Новый этап развития исследований во временной области связан с применением вычислительной техники. Это привело к созданию третьего поколения измерительных устройств — автоматизированных систем измерения во временной области [50, 51]. Как отмечалось выше, применение вычислительной техники позволяет решать задачи идентификации сложных объектов, определения как временных, так и частотных характеристик неоднородных линий передачи, а также параметрических и нелинейных устройств. Применение для этих целей автоматизированных систем позволило не только расширить круг исследований, но и значительно повысить точность измерений.

Такие системы позволяют регистрировать импульсы в десятки милливольт, запоминать значения и накапливать сигналы, обрабатывать их с помощью пакета программ. Разработка систем проводилась с начала семидесятых годов, и публикации о первых современных автоматизированных системах появились почти одновременно в СССР — автоматизированная система измерений во временной области (АСИВО) [52], в США — система TDANA [53, 54] и Японии — система WAWA [55]. Упрощенная структурная схема системы АСИВО приведена на рис. 1.9 (где ИФ — интерфейс; ГИ — генератор зондирующего импульса; Осц — стробоскопический осциллограф; ЭПМ — «Консул»; Д — дисплей; ФУ — фотосчитывающее устройство; П — перфоратор).

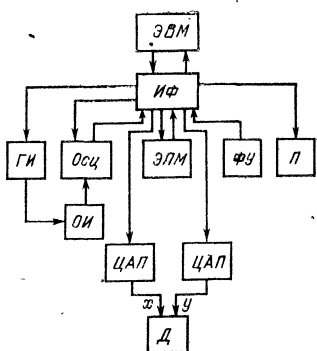
Мини-ЭВМ в АСИВО является центральным блоком и выполняет следующие функции: управление всей системой, получение и накопление данных, цифровое усреднение данных для улучшения отношения сигнал-шум, выполнение преобразования Фурье, вычисление коэффициентов рассеяния и комплексных частотных характеристик, других характеристик и параметров, представление оператору полученных данных в виде таблиц или графиков на выходном дисплее.

Рис. 1.9. Структурная схема измерительной системы АСИВО

Аппаратные средства АСИВО и программное обеспечение позволили произвести моделирование сложных устройств (распределенных систем, в том числе параметрических); осуществить идентификацию сложных устройств, математическая модель которых описывалась передаточной функцией 9-го и 18-го порядков; проводить исследование антенных систем, электрофизических свойств материалов [29,

50, 56, 57]. В автоматизированных системах благодаря возможности специальной обработки сигналов и программных средств коррекции характеристик системных приборов [53, 58] повышается точность измерений и разрешающая способность рефлектометрии. Так, измерение потерь, не превышающих 40 дБ, может выполняться с погрешностью не более 1%, а воспроизводимость результатов наблюдений — в пределах $\pm 0,05$ дБ по модулю и $\pm 0,2$ град. по фазе в диапазоне до 12 ГГц [51, 53]. Минимальные измеряемые значения дискретных неоднородностей в линиях передачи: $L_{\min} = 0,005$ нГн, $C_{\min} = 0,005$ пФ и даже до $C_{\min} = 5 \cdot 10^{-18}$ Ф [59], а минимальное значение коэффициента отражения 0,001. Это выгодно отличает системы измерений во временной области. Кроме того, они более просты и значительно дешевле, чем автоматизированные системы измерений в частотной области, где используется набор генераторов качающейся частоты и другие сложные приборы [51].

В настоящее время наряду со стационарными измерительными системами разрабатываются перспективные малогабаритные устройства с микропроцессорами, способные решать многие задачи исследований во временной области.



Видеоимпульсные методы исследования

2.1. Задачи, решаемые видеоимпульсным методом

В гл. 2 рассматриваются методы исследования объектов при использовании в качестве зондирующих сигналов перепада напряжения или пикосекундных видеоимпульсов. Перечислим основные задачи, решаемые видеоимпульсным методом.

К первой области применения видеоимпульсных сигналов относится исследование с их помощью широкополосных трактов передачи сигналов. В таких трактах встречаются различные конструктивные неоднородности из-за соединения линий различных конфигураций и размеров, из-за неоднородностей диэлектрического заполнения, наличия отверстий, изгибов и т. д. Как указано в гл. 1, применение импульсов малой длительности обеспечивает раздельное наблюдение и измерение параметров таких неоднородностей. Особенность этого объекта исследования, заключающаяся в том, что эти неоднородности обычно малы и мало изменяют передаваемый по линии сигнал, отражается на построении аппаратуры и на используемых моделях и алгоритмах.

Первое следствие малой величины конструктивных неоднородностей заключается в том, что в аппаратуре для их исследования обычно наблюдается только отраженный сигнал, так как наблюдение прошедшего сигнала не позволяет извлечь информацию о неоднородности. Поэтому для таких исследований используются импульсные рефлектометры. Наиболее часто используют рефлектометры, структурные схемы которых показаны на рис. 1.1, в и 2.1 [в последней применен коаксиальный разветвитель — тройник (Т)]. Такую схему имеет импульсный рефлектометр на основе стандартного стробоскопического осциллографа (Осц) без выносного смесителя и стандартного генератора импульсов (ГИ). К недостаткам ее следует отнести то, что тройник ограничивает широкополосность рефлектометра и ослабляет передаваемый сигнал в два раза. Схема на рис. 1.1, в обеспечивает большую широкополосность и используется в отечественных и зарубежных импульсных рефлектометрах.

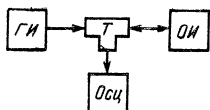


Рис. 21. Структурная схема рефлектометра с коаксиальным разветвителем

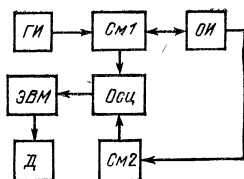


Рис. 2.2. Двухканальная измерительная система

Второе следствие малой величины конструктивных неоднородностей заключается в том, что при их анализе, как правило, не используются сложные модели. При малых неоднородностях отношение сигнал-шум невелико и определить параметры сложных моделей невозможно. В импульсной рефлектометрии широко применяются одноэлементные, реже двухэлементные эквивалентные схемы, содержащие сосредоточенные R -, L -, C -элементы. Определение параметров простейших моделей неоднородностей распределенных трактов рассмотрено в § 2.2.

К второй области применения видеоимпульсных сигналов следует отнести исследование объектов, специально включаемых в линии передачи. В качестве таких объектов используются различные узлы радиоэлектронной аппаратуры (широкополосные усилители, фильтры, смесители и преобразователи импульсных и СВЧ устройств); полупроводниковые элементы (диоды, транзисторы, интегральные схемы); материалы (твердые диэлектрики, магнитные материалы, жидкости, полимеры, биологические среды) и другие объекты. При этом преимущества временных методов измерений перед частотными заключаются в том, что видеоимпульсными методами можно исследовать нестационарные и нелинейные объекты; кроме того, применение видеоимпульсных сигналов позволяет устранить влияние отражений от различных соединений, несогласованных нагрузок и других элементов.

В отличие от исследования конструктивных неоднородностей при исследовании встраиваемых объектов необходимо, как правило, кроме отраженного сигнала наблюдать и прошедший сигнал. Для наблюдения этих сигналов используются структурные схемы, приведенные на рис. 1.7 и 2.2. В схеме на рис. 2.2 для наблюдения прошедшего сигнала используется второй канал стробоскопического осцил-

лографа. (См2). В схеме на рис. 1.7, как отмечалось, для наблюдения отраженного и прошедшего сигналов используется один канал осциллографа. Здесь к исследуемому объекту подключается короткозамкнутый отрезок. Длина отрезка выбирается такой, чтобы сигнал, отраженный от его конца и дважды прошедший через объект, приходил после отраженного сигнала.

Другая особенность исследований встраиваемых объектов обусловлена тем, что при этом интересуются более сложными задачами и используют более сложные модели. Решение этих задач и все более широкое применение видеоимпульсных методов стало возможным благодаря применению ЭВМ для обработки сигналов. Из разнообразных задач, решаемых импульсным методом, в гл. 2 рассмотрены задачи определения S -параметров четырехполюсников (§ 2.3), приведены примеры определения параметров моделей, в частности коэффициентов дифференциального уравнения (§ 2.4), и описаны методы исследования частотных свойств материалов (§ 2.5).

К третьей области применения видеоимпульсных сигналов следует отнести исследование объектов в свободном пространстве. Применение таких сигналов упрощает и удешевляет аппаратуру для исследования, облегчает физическую интерпретацию результатов и дает ряд других преимуществ. Видеоимпульсные сигналы применяют для снятия диаграмм направленности антенн в широкой полосе частот, измерения характеристик рассеяния различных тел в свободном пространстве и под землей, для обнаружения и измерения координат различных целей (видеоимпульсная локация), для определения формы целей, свойств материалов целей и других характеристик объектов.

Особенность этой области исследования заключается в сложности стоящих задач. Алгоритмы определения формы тела и свойств материала настолько сложны, что даже их моделирование на универсальных ЭВМ сопряжено с значительной затратой машинного времени. Это заставляет искать и применять при исследовании пространственных объектов приближенные методы и методы распознавания образов. Некоторые соотношения, применяемые при исследовании объектов в свободном пространстве, представлены в § 2.6. Примеры применения видеоимпульсных сигналов для исследования антенн, определения рассеивающих свойств объектов и видеоимпульсная локация рассмотрены в гл. 6.

В § 2.7 рассмотрены отечественные и зарубежные приборы для видеоимпульсных методов исследования.

2.2. Определение параметров простейших неоднородностей линий передачи

Рассмотрим исследование линий передачи видеоимпульсным методом. Наблюдение отраженного импульсного сигнала позволяет контролировать степень однородности тракта и обнаруживать, определять положение и проводить идентификацию возникающих конструктивных неоднородностей. При решении задачи идентификации за модель исследуемой неоднородности принимается электрическая схема, составленная из R -, L -, C -элементов. Такие схемные модели — эквивалентные схемы неоднородностей — привычны для инженера, и для многих элементов линий передач схемные модели приведены в справочниках по СВЧ устройствам [61]. Задача идентификации неоднородности при этом сводится к определению значений элементов эквивалентной схемы и решается обычно путем установления связи между характерными значениями наблюдаемого отклика (пиковым значением, длительностью, площадью и т. п.) и значениями элементов схемы. По найденной модели расчетным путем можно оценить вклад каждой неоднородности в КСВ.

При решении задачи идентификации используем одноэлементные модели. Это объясняется, с одной стороны, тем, что для многих конструктивных неоднородностей линий с Т-волной можно в первом приближении использовать такие модели, а с другой стороны, малым значением сигнала, отраженного от конструктивных неоднородностей. Как отмечалось в § 2.1. это не позволяет идентифицировать более сложные модели. Сказанное, конечно, не означает, что сложные модели использовать нельзя. Наоборот, если неоднородность велика и значения отраженного сигнала регистрируются достаточно точно, то можно использовать и более сложные модели и применять, например, методы, изложенные в § 2.4. Однако при исследовании согласованных линий передачи такая ситуация встречается редко. В § 2.2 рассмотрены также сочетания простейших неоднородностей и вопросы точности и метрологического обеспечения импульсных рефлектометров.

2.2.1. Одноэлементные неоднородности

Расчетные соотношения для определения параметров одноэлементных моделей неоднородностей сведены в табл. 2.1, в которой приведены рефлектограммы для наи-

более распространенных одноэлементных схем неоднородностей — графики зондирующего и наложенного на него отраженного сигналов. В качестве модели зондирующего сигнала принят перепад с линейно-нарастающим фронтом длительностью t_Φ . Аналитическое выражение для него удобно записать, используя единичную функцию $1(t)$:

$$u_z(t) = \frac{E}{t_\Phi} [t \cdot 1(t) - (t - t_\Phi) \cdot 1(t - t_\Phi)]. \quad (2.1)$$

В табл. 2.1 значение отраженного сигнала нормируется относительно перепада, т. е. E полагается равным 1.

Для некоторых из приведенных неоднородностей изложим вывод расчетных соотношений, а также получим некоторые другие соотношения, полезные при идентификации. Многие из полученных соотношений приведены в [8].

Рассмотрим параллельное активное сопротивление в линии (схема 1 в табл. 2.1). Во-первых, отметим, что отраженный сигнал как для этой схемы, так и для всех остальных, запаздывает по отношению к зондирующему на время t_3 , связанному с расстоянием до неоднородности:

$$l = 0,5 v t_3, \quad (2.2)$$

где v — скорость распространения сигнала в линии.

Коэффициент отражения от параллельного сопротивления $\Gamma = -W/(W + 2R)$. Так как коэффициент отражения не зависит от частоты, то форма отраженного от неоднородности сигнала совпадает с формой зондирующего. На рефлектограмме наблюдаемого при этом сигнале величина u_0 совпадает по модулю со значением Γ , поэтому, определяя R из выражения для Γ , получаем расчетное соотношение, приведенное в таблице. Схемы 2—4 анализируются аналогично.

Рассмотрим параллельную емкость в линии (схема 5). Операторный коэффициент отражения от этой неоднородности определяется выражением

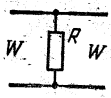
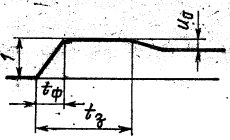

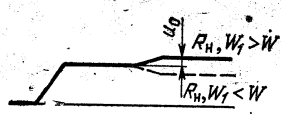

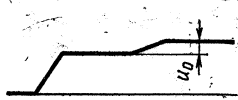
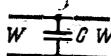
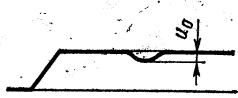
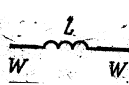
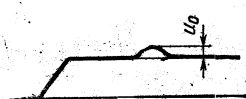
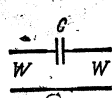
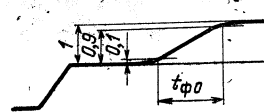
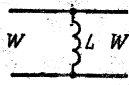
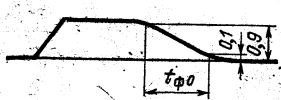
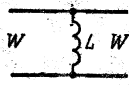
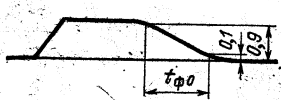
$$\Gamma(p) = -p\tau/(1 + p\tau), \quad (2.3)$$

$$\text{где } \tau = CW/2. \quad (2.4)$$

Отраженный сигнал находим при помощи преобразования Лапласа:

$$\begin{aligned} u_0(t) = & -E \frac{\tau}{t_\Phi} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \cdot 1(t) + \\ & + E \frac{\tau}{t_\Phi} (1 - e^{-\frac{t-t_\Phi}{\tau}}) \cdot 1(t - t_\Phi). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Таблица 2.1. Простейшие неоднородности

Схема	Рефлектограмма	Расчетное соотношение
		$R = W \frac{1 - u_0}{2 u_0}$
		$R_H = W \frac{1 + u_0}{1 - u_0}$
		$W_1 = W \frac{1 + u_0}{1 - u_0}$
		$R = W \frac{2 u_0}{1 - u_0}$
		$C = \frac{2}{W} t_{\Phi} u_0$
		$L = 2 W t_{\Phi} u_0$
		$C = \frac{0,22}{W} \times (t_{\Phi 0}^2 - t_{\Phi 3}^2)^{1/2}$
		$L = 0,22 W \times (t_{\Phi 0}^2 - t_{\Phi 3}^2)^{1/2}$

В (2.5) и последующих формулах гл. 2 задержка отраженного сигнала не учитывается. Рефлектограмма, приведенная в табл. 2.1, построена в соответствии с выражением (2.5). Анализ (2.5) приводит к сложным соотношениям для расчета емкости, поэтому укажем простые пути решения задачи идентификации.

Из (2.3) следует, что при малых значениях τ ($\tau \ll 1$) операторный коэффициент отражения определяется приближенным выражением $\Gamma(p) = -\tau p$, из которого следует, что при отражении от малой параллельной емкости происходит дифференцирование сигнала:

$$u_0(t) = -\tau \frac{d u_3(t)}{dt}, \quad (2.6)$$

т. е. при малых постоянных времени ($\tau \ll t_\Phi$) отраженный сигнал повторяет форму производной от зондирующего перепада.

Для перепада с линейно-нарастающим фронтом из (2.6) следует, что отраженный сигнал приближенно совпадает с прямоугольным импульсом $U_0 = E\tau/t_\Phi$. Отсюда получаем, что для малых емкостей

$$\tau = t_\Phi U_0/E, \quad (2.7)$$

следовательно,

$$C = 2 \frac{t_\Phi}{W} \frac{U_0}{E}. \quad (2.8)$$

Эта простая формула обычно и применяется при идентификации малых емкостных неоднородностей. Анализ точности этой формулы с помощью выражения (2.5) показывает, что погрешность расчета при ее использовании не превышает 20%, если пиковое значение отраженного сигнала не превышает половины зондирующего перепада ($\tau \leq 0,6 t_\Phi$).

Для подсчета больших значений C , при которых условие $\tau \leq 0,6 t_\Phi$ нарушается, удобно пользоваться формулой, основанной на подсчете площади под отраженным сигналом [62, 63]. Наиболее просто получить эту формулу на основании выражения (2.6). Интегрируя его по t , находим

$$\tau = -\frac{1}{E} \int_0^\infty u_0(t) dt. \quad (2.9)$$

Это выражение показывает согласно (2.4), что емкость определяется площадью под отраженным импульсом

$$C = -\frac{2}{W E} \int_0^{\infty} u_0(t) dt. \quad (2.10)$$

Преимущество формул (2.9) и (2.10) перед (2.7) и (2.8) заключается в том, что они применимы как для малых, так и для больших емкостей и для них несущественная форма фронта зондирующего перепада. Чтобы доказать это, запишем на основании выражения (2.3) дифференциальное уравнение, связывающее зондирующий и отраженный сигналы:

$$u_0(t) - \tau \frac{d u_0}{dt} = -\tau \frac{d u_3}{dt}. \quad (2.11)$$

Интегрируя левую и правую части уравнения (2.11) от нуля до бесконечности и учитывая, что $u_3(0) = u_0(0) = 0$, $u_3(\infty) = E$, $u_0(\infty) = 0$, получаем выражение (2.10).

Формулы (2.9) и (2.10) имеют еще одно полезное свойство: результаты вычислений по ним не зависят не только от формы фронта зондирующего перепада, но и от некоторых усложнений эквивалентной схемы неоднородности. Если, например, последовательно с емкостью включены активное сопротивление и индуктивность, то емкость по-прежнему подсчитывается по формуле (2.10), хотя форма отраженного сигнала при этом изменится.

Чтобы доказать это, обратимся к выражению для коэффициента отражения от параллельной проводимости $Y(p)$ в линии с волновым сопротивлением W

$$U_0(p) / U_3(p) = -Y(p) W / [2 + Y(p) W]. \quad (2.12)$$

Полагаем, что проводимость $Y(p)$ может быть определена формулой

$$Y(p) = pC + a_2 p^2 + a_3 p^3 + \dots + a_n p^n. \quad (2.13)$$

Эта запись означает, что добавочные элементы эквивалентной схемы не меняют значения вычета $Y^{-1}(p)$ в нуле, т. е. емкости C неоднородности, если ее измерять на предельно низких частотах (при $\omega \rightarrow 0$). Далее подставляем (2.13) в (2.12) и переходим от изображений к оригиналам. Затем интегрируем правую и левую части от нуля до бесконечности с учетом следующих условий: $u_0^{(k)}(0) = u_0^{(k)}(\infty) = 0$, $k = 0, 1, 2, \dots, n$; $u_3^{(k)}(0) = u_3^{(k)}(\infty) = 0$, $k = 1, 2, \dots, n$; $u_3(0) = 0$, $u_3(\infty) = E$.

Первое из записанных условий следует из того, что отраженный сигнал представляет импульс; второе, что зондирующий сигнал — перепад с горизонтальным начальным и конечным участками; третье, что перепад равен E . При учете этих условий все слагаемые, содержащие коэффициенты a_2, a_3, \dots, a_n , обращаются в нуль и мы получаем выражение (2.9) и (2.10).

Таким образом, если дополнительные элементы схемы не меняют вычета сопротивления $Y^{-1}(p)$ в нуле, то выражения для подсчета емкости (2.10) и постоянной τ (2.9) остаются справедливым и являются инвариантными к форме фронта зондирующего перепада. Это объясняется тем, что площадь под отраженным сигналом связана с зарядом емкости от перепада напряжения. Значение заряда определяется только разностью начальных и конечных значений перепада, а не его формой.

Уравнение (2.11) позволяет получить формулу для определения емкости по площади под частью отраженного сигнала. Необходимость в таком алгоритме возникает при анализе нескольких близко расположенных неоднородностей, когда нельзя подсчитать площадь под всем отраженным сигналом из-за наложений на него сигнала, отраженного от соседних неоднородностей. Для этого интегрируем (2.11) от нуля до некоторого момента t_0 . Тогда получим

$$\tau = - \frac{1}{u_3(t_0) - u_0(t_0)} \int_0^{t_0} u_0(t) dt. \quad (2.14)$$

Отсюда следует выражение для подсчета емкости по некоторому начальному отрезку отраженного импульса

$$C = - \frac{2}{W(u_3(t_0) - u_0(t_0))} \int_0^{t_0} u_0(t) dt.$$

Анализ неоднородности, эквивалентная схема которой представляет последовательную индуктивность (схема 6 в табл. 2.1), аналогичен анализу емкостной неоднородности. Коэффициент отражения от этой неоднородности подсчитывается по формуле

$$\Gamma(p) = p\tau / (1 + p\tau) \quad (2.15)$$

и отличается от коэффициента отражения от емкостной неоднородности (2.3) только знаком. Здесь через τ обозначена величина

$$\tau = L/2W. \quad (2.16)$$

Так как все формулы для параллельной емкостной неоднородности получены на основании выражения для коэффициента отражения $\Gamma(p)$, то формулы для индуктивной неоднородности совпадут с формулами для емкостной, если в них сменить знак на противоположный и под τ понимать величину, определенную (2.16).

Из (2.7) и (2.16) следует приближенное соотношение для расчета последовательной индуктивности $L = 2 W t_{\Phi} \times \times U_0 / E$. Это соотношение применяется наиболее часто. Отметим, что погрешность вычислений по этой формуле не превышает 20%, если $\tau \leq 0,6 t_{\Phi}$, $U_0 \leq 0,5 E$.

Последовательная индуктивность, как и параллельная емкость, может быть определена по площади под отраженным импульсом

$$L = \frac{2W}{E} \int_0^{\infty} u_0(t) dt.$$

Эта формула удобна тем, что она так же как и (2.10), дает верный результат независимо от формы и длительности фронта зондирующего перепада, остается справедливой и при добавлении параллельно индуктивности активного сопротивления или емкости. Формула верна как для малых, так и для больших индуктивностей.

Рассмотрим последовательную емкость (схема 7 в табл. 2.1). Операторный коэффициент отражения от этой неоднородности

$$\Gamma(p) = 1 / (1 + p \tau_0), \quad (2.17)$$

где $\tau_0 = 2 W C$. Выражение для отраженного сигнала может быть получено с помощью преобразования Лапласа

$$u_0(t) = \frac{E}{t_{\Phi}} (t - \tau_0 + \tau_0 e^{-t/\tau_0}) \cdot 1(t) - \\ - \frac{E}{t_{\Phi}} (t - t_{\Phi} - \tau_0 + \tau_0 e^{-\frac{t-t_{\Phi}}{\tau_0}}) \cdot 1(t - t_{\Phi}).$$

Из рефлектограммы, приведенной в табл. 2.1, следует, что для определения C необходимо измерить какие-либо временные интервалы, например, длительности фронта отраженного сигнала на уровнях 0,1 и 0,9 от значения E . Воспользуемся следующей приближенной формулой для длительности фронта отраженного сигнала:

$$t_{\Phi 0} = \sqrt{t_{\Phi 3}^2 + (2,2\tau_0)^2},$$

где $2,2 \tau_0$ — время установления переходной характеристики неоднородности; $t_{\Phi 3}$ — длительность фронта зондирующего сигнала на уровнях 0,1 и 0,9. Отсюда получаем выражение для определения постоянной τ_0 по измеренным длительностям фронтов зондирующего и отраженного сигналов

$$\tau_0 = 0,45 \sqrt{t_{\Phi 0}^2 - t_{\Phi 3}^2}. \quad (2.18)$$

По τ_0 подсчитывается емкость

$$C = 0,22 W^{-1} \sqrt{t_{\Phi 0}^2 - t_{\Phi 3}^2}.$$

Эта формула, приведенная в табл. 2.1, дает значительную погрешность для малых емкостей, когда $t_{\Phi 0}$ и $t_{\Phi 3}$ близки. В этом случае для определения C удобно воспользоваться измеренным значением прошедшего сигнала $u_{\text{пр}}(t)$, если это возможно. Для определения формы прошедшего сигнала запишем выражение для коэффициента прохождения $K(p) = p \tau_0 / (1 + p \tau_0)$. Так как оно совпадает с выражением (2.15) для коэффициента отражения от последовательной индуктивности, то величину τ_0 можно подсчитывать по прошедшему сигналу точно так же, как величину τ для последовательной индуктивности: по площади под прошедшим сигналом

$$\tau_0 = \frac{1}{E} \int_0^{\infty} u_{\text{пр}}(t) dt$$

или по пиковому значению прошедшего сигнала $U_{\text{пр}}$; при $\tau_0 \ll t_{\Phi}$ имеем $\tau_0 = t_{\Phi} U_{\text{пр}} / E$.

Наконец, рассмотрим параллельную индуктивность в линии (схема 8). Коэффициент отражения от нее

$$\Gamma(p) = -1 / (1 + p \tau_0), \quad (2.19)$$

где $\tau_0 = 2L / W$. Так как $\Gamma(p)$ отличается только знаком от коэффициента отражения от последовательной емкости, то выражение (2.18) остается справедливым и для индуктивной неоднородности, если в нем под τ_0 понимать значение, подсчитанное по (2.19). Из (2.18) и (2.19) следует соотношение для расчета параллельной индуктивности

$$L = 0,22 W \sqrt{t_{\Phi 0}^2 - t_{\Phi 3}^2}.$$

Если есть возможность наблюдать прошедший сигнал, то индуктивность можно определить по площади или пиковому значению сигнала. Расчетные соотношения для вычисления полностью совпадают с соотношениями для последовательной емкостной неоднородности.

Практическое исследование неоднородностей, которые представлены более сложными моделями (эквивалентными схемами с двумя и большим числом элементов), является более сложной задачей. Для определения элементов эквивалентных схем необходимо измерять несколько параметров отраженного сигнала. Эти измерения сопровождаются значительной погрешностью, которая приводит, как отмечалось в начале главы, к погрешности вычисления параметров элементов схемы. Некоторые двухэлементные неоднородности рассмотрены в [64].

Решение задачи идентификации многоэлементных схем значительно упрощается, если эквивалентную схему неоднородности рассматривать как сочетание нескольких малых (уже рассмотренных) неоднородностей как удаленных друг от друга, так и расположенных в одном сечении. В качестве примера на рис. 2.3, а, изображена эквивалентная схема линии, содержащей три неоднородности: последовательную индуктивность L , удаленную от нее на расстояние l параллельную емкость C и скачок волнового сопротивления. Процесс формирования отраженного сигнала в линии может быть представлен в виде многократных переотражений от трех неоднородностей.

Если неоднородности малы (например, при отражении максимальное значение сигнала уменьшается более чем в 10 раз), то многократными отражениями сигналов между неоднородностями можно пренебречь и с достаточной точностью считать отраженный сигнал равным сумме сигналов, отраженных от каждой из неоднородностей.

Характер каждой неоднородности может быть определен по виду отраженного сигнала, параметры эквивалентной схемы вычислены по формулам, приведенным в табл. 2.1 для значений u_{01} , u_{02} , u_{03} .

В качестве другого примера рассмотрим сочетание неоднородностей, представленное на рис. 2.4. Эта схема используется для компенсации отражений от емкостных неоднородностей: полупроводниковых элементов, диэлектрических вставок и т. п. [8]. Для этого к емкостной неоднородности C добавляют две индуктивные L_1 и L_2 . Рассмотрим возможность контроля качества компенсации емкости с помощью видеоимпульсного рефлектометра. Примерный вид отраженного от неоднородностей сигнала изображен на рис. 2.4, б. За ноль оси t принят центр импульса, отраженного от компенсируемой емкостной неоднородности. За-

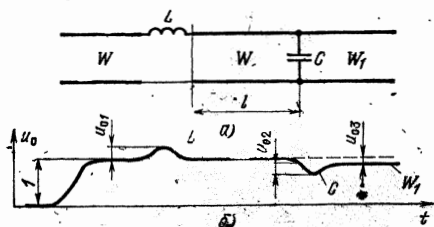


Рис. 2.3. Эквивалентная схема линии с неоднородностями (а) и рефлектограмма (б)

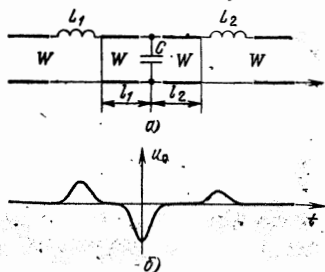


Рис. 2.4. Эквивалентная схема линии с неоднородностями (а) и рефлектограмма (б)

пишем выражение для коэффициента отражения

$$\Gamma(j\omega) = \frac{1}{U_3(j\omega)} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(t) e^{-j\omega t} dt.$$

Рассматривая сравнительно низкие частоты, на которых коэффициент отражения еще невелик, и не очень большие значения t ($\omega t \ll 1$), разложим $\exp(-j\omega t)$ в ряд и ограничимся тремя членами разложения. Тогда получим

$$\Gamma(j\omega) = \frac{1}{U_3(j\omega)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_0(t) dt - j\omega \int_{-\infty}^{\infty} t u_0(t) dt - \frac{\omega^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 u_0(t) dt \right]. \quad (2.20)$$

Первое слагаемое в квадратных скобках обращается в нуль, если площадь под положительными импульсами равна площади под отрицательным. Второе слагаемое пропорционально положению «центра тяжести» отраженного импульса на оси t ($\int_{-\infty}^{\infty} t u_0(t) dt$). Это слагаемое обращается в нуль, в частности, при симметричном расположении индуктивностей ($l_1 = l_2$, $L_1 = L_2$).

Третье слагаемое в нуль не обращается (для этого требуются дополнительные компенсирующие элементы), однако видно, что оно уменьшается при сближении отраженных импульсов. Поэтому расстояния $l_1 = l_2 = l$ до компенсирующих индуктивностей следует выбирать минимальными. Таким образом, качество компенсации емкостной неоднород-

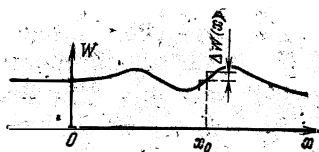


Рис. 2.5. Плавное изменение волнового сопротивления линии

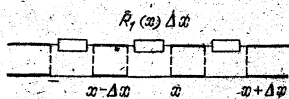


Рис. 2.6. Эквивалентная схема для определения продольных потерь в линии

ности можно проверить по рефлектограмме: если площадь положительных импульсов меньше площади отрицательных, то индуктивности малы, если площадь под ними больше площади под отрицательным, то индуктивности велики (перекompенсация). Несимметрия компенсирующих индуктивностей может быть замечена и устранена с помощью импульсного рефлектометра.

Перейдем к приближенной оценке закона плавного изменения волнового сопротивления линии. Такая неоднородность, схематично изображенная на рис. 2.5, также может рассматриваться как сочетание малых ступенек волнового сопротивления. Одна из таких ступенек, расположенная в точке x_0 , приведена на рис. 2.5. Определим отраженный от неоднородности сигнал, полагая, что зондирующий сигнал — дельта-импульс. По отклику на дельта-импульс (импульсной характеристике) может быть определен отклик на произвольный зондирующий сигнал.

Коэффициент отражения $N(x) \Delta x$ от элементарной ступеньки определяется выражением.

$$N(x) \Delta x \cong \Delta W(x) / 2W(x) = (\ln \sqrt{W(x)/W})' \Delta x.$$

Учитывая фазовый сдвиг $\exp(-2j\omega x/v)$ за счет задержки отраженного сигнала, складывая отражения от элементарных ступенек и переходя к пределу при $\Delta x \rightarrow 0$, получаем формулу для спектра отраженного сигнала в точке $x = 0$:

$$\Gamma(j\omega) = \int_0^{\infty} N(x) e^{-j\omega 2x/v} dx. \quad (2.21)$$

Эта формула получена с учетом только однократных отражений и носит название формулы первого приближения [65]. Она показывает, что коэффициент отражения определяется преобразованием Фурье от функции местных отражений $N(x)$. Взяв обратное преобразование Фурье от

правой и левой частей равенства (2.21), получим, с одной стороны, временной отклик — импульсную характеристику по отражению для плавной неоднородности, с другой — функцию $N(x)$, т. е.

$$g(t) = N(x) \big|_{x=vt/2}.$$

Интегрируя это соотношение по t и учитывая, что интеграл от $g(t)$ есть переходная характеристика, получаем отклик на перепад напряжения

$$h(t) = \ln \sqrt{W(x)/W} \big|_{x=vt/2}.$$

Таким образом, если пренебречь влиянием конечной длительности фронта зондирующего перепада, то получим простую связь между отраженным сигналом и законом изменения волнового сопротивления.

На основании этой формулы находим выражение для определения профиля неоднородной линии, т. е. изменения волнового сопротивления (сечения линии) вдоль линии

$$W(x) = W \exp \left[\frac{2u_0(t)}{E} \right] \bigg|_{t=\frac{2x}{v}} \approx \frac{2W}{E} u_0(t) \bigg|_{t=\frac{2x}{v}} + W.$$

Влияние конечной длительности фронта сводится к сглаживанию быстрых изменений профиля линий.

Рассмотрим определение продольных активных потерь в линии передачи с помощью видеоимпульсного рефлектометра. Активные потери в линии обусловлены конечными проводимостью и толщиной проводников линии. Строгий расчет формы сигнала в линии с учетом конечной толщины проводников является сложной задачей. Приближенно конечную толщину проводников можно учесть добавлением к модели линии с бесконечной толщиной проводников, потери в которой обусловлены только скин-эффектом, последовательного частотно-независимого сопротивления. Если влияние скин-эффекта и продольных потерь невелико, то они могут учитываться независимо. Скин-эффект приводит к сглаживанию сигнала и учитывается в выражении для импульсной характеристики, приведенном в [8]. Влияние продольных потерь может быть учтено с помощью эквивалентной схемы, изображенной на рис. 2.6. На этом рисунке продольные потери учтены последовательным сопротивлением $R_1(x) \Delta x$ (R_1 — погонное омическое сопротивление линии).

Найдем отраженный сигнал в такой линии. Коэффициент отражения от последовательного сопротивления $R_1(x) \Delta x$

$$\frac{R_1(x) \Delta x}{2W + R_1(x) \Delta x} \approx \frac{R_1(x)}{2W} \Delta x.$$

Пренебрегая затуханием сигнала и многократными переотражениями между элементарными участками, находим, складывая отражения от отдельных участков линии, импульсную характеристику

$$g(t) = \int_0^x \frac{R_1(x)}{2W} \delta\left(t - \frac{2x}{v}\right) dx = \frac{R_1(x)}{2W} \frac{2}{v} \Big|_{x=\frac{vt}{2}}.$$

Интегрируя $g(t)$, находим отраженный сигнал при зондировании линии перепадом напряжения

$$u_o(t) = E \frac{R(x)}{2W} \Big|_{x=\frac{vt}{2}}.$$

Здесь $R(x) = \int_0^x R_1(x) dx$ — суммарное сопротивление потерь от начала линии до точки x . Таким образом, удвоенное значение нормированного отраженного сигнала определяет текущее нормированное сопротивление потерь.

Влияние переотражений между отдельными участками и затухания сигнала можно учесть численным решением разностных уравнений, следующего из анализа схемы на рис. 2.6:

$$\begin{aligned} u_o(k\Delta x, (n+1)\Delta t) &= \Gamma_k u_{\text{пад}}((k+1)\Delta x, n\Delta t) + (1 - \Gamma_k) u_o((k+1)\Delta x, n\Delta t), \\ u_{\text{пад}}(k\Delta x, (n+1)\Delta t) &= (1 - \Gamma_k) u_{\text{пад}}((k-1)\Delta x, n\Delta t) + \Gamma_k \times \\ &\times u_o((k-1)\Delta x, n\Delta t), \end{aligned}$$

где $\Delta t = \Delta x / v$; $\Gamma_k = R_1(k\Delta x) \Delta x / 2W$. При анализе разностных уравнений необходимо учитывать начальные условия $u_{\text{пад}}(0, n\Delta t) = u_{\text{пад}}(t)|_{t=n\Delta t}$, $u_o(k\Delta x, 0) = 0$.

2.2.3. Оценка погрешностей измерений параметров простейших неоднородностей и некоторые способы их уменьшения

Заканчивая рассмотрение простейших неоднородностей в линиях передачи, оценим погрешность определения их параметров (координаты и значения элементов), точность разделения близких неоднородностей (разрешающую способность) и рассмотрим влияние потерь в линии на погрешности рефлектометра и некоторые пути

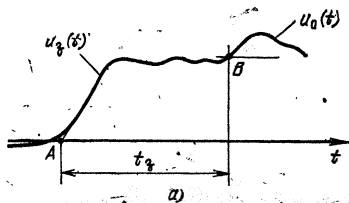
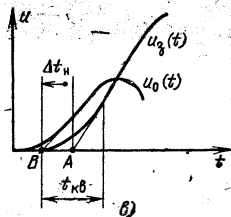
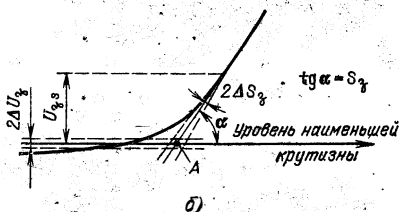


Рис. 2.7. Рефлектограмма к определению погрешностей оценки неоднородности



уменьшения погрешностей (измерения с помощью мер неоднородностей).

Перейдем к оценке погрешности определения координаты неоднородности. Эта погрешность, как следует из выражения $l = vt_g/2$, обусловлена погрешностью определения скорости распространения сигнала в линии и погрешностью отсчета задержки отраженного сигнала. Рассмотрим один из возможных способов отсчета задержки отраженного сигнала. Он основан на фиксации начальных точек зондирующего и отраженного сигналов и поясняется рис. 2.7, а. Полагаем, что при этом как зондирующий, так и отраженный сигналы аппроксимируются сигналами с линейно-нарастающими фронтами.

Таким образом, погрешность определения расстояния до неоднородности обусловлена следующими причинами:

случайной погрешностью в определении положения точек А и В на экране рефлектометра (эту составляющую обозначаем в дальнейшем Δt_g);

методической погрешностью Δt_n , обусловленной тем, что для неоднородностей, при отражении от которых изменяется форма сигнала, расстояние между точками А и В на рис. 2.7, а не соответствует электрической длине отрезка линии до неоднородности;

методической погрешностью из-за неточного знания скорости распространения сигнала в линии.

Последняя причина относится только к исследуемому объекту и не может быть уменьшена улучшением характеристик рефлектометра и поэтому в дальнейшем не рассматривается. Однако эта причина является основным источником погрешности в импульсной рефлектометрии при зондировании длинных линий передачи. Отбросив эту погрешность, запишем погрешность определения запаздывания отраженного сигнала в виде суммы двух слагаемых:

$$\Delta t_g = \Delta t_g + \Delta t_n. \quad (2.22)$$

Рассмотрим, как можно оценить составляющую Δt_g . Полагаем, что линейный фронтальный участок сигнала проводится по касательной к наблюдаемому сигналу в той точке, где крутизна сигнала

ла максимальна. Погрешность определения положения точки A можно оценить по следующей формуле:

$$\Delta t_{\text{э}A} = \frac{\Delta U_3}{S_3} + \frac{U_{3s}}{S_3^2} \Delta S_3 + \Delta t_{\text{лз}}, \quad (2.23)$$

где S_3 — максимальная крутизна фронта зондирующего сигнала; U_{3s} — уровень точки максимальной крутизны; ΔU_3 — погрешность определения положения наименьшего уровня зондирующего сигнала; ΔS_3 — погрешность определения крутизны; $\Delta t_{\text{лз}}$ — погрешность, обусловленная шириной луча на экране рефлектометра.

Аналогичное выражение можно записать и для погрешности определения положения точки B на рис. 2.7, а:

$$\Delta t_{\text{э}B} = \frac{\Delta U_0}{S_0} + \frac{U_{0s}}{S_0^2} \Delta S_0 + \Delta t_{\text{ло}}. \quad (2.24)$$

Это выражение отличается от (2.23) только тем, что в него вместо параметров зондирующего сигнала входят параметры отраженного. Таким образом, погрешность $\Delta t_{\text{э}}$ в (2.22) состоит из двух слагаемых, определяемых формулами (2.23) и (2.24):

$$\Delta t_{\text{э}} = \Delta t_{\text{э}A} + \Delta t_{\text{э}B}.$$

Составляющая $\Delta t_{\text{н}}$ зависит от характера неоднородности. Так, для неоднородностей, не изменяющих форму сигнала (последовательное и параллельное сопротивление в линии, изменение волнового сопротивления линии, активная нагрузка и др.), $\Delta t_{\text{н}} = 0$.

Оценим составляющую $\Delta t_{\text{н}}$ для неоднородности с эквивалентной схемой в виде малых параллельной емкости и последовательной индуктивности. В этом случае отраженный сигнал приближенно равен производной от зондирующего. Полагаем, что зондирующий сигнал имеет вначале квадратичный участок. Зондирующий и отраженный сигналы без учета расстояния до неоднородности изображены на рис. 2.7, в. Если бы форма сигнала не изменилась, то точки A и B совпали, но так как при дифференцировании квадратичный участок становится линейным, то точка B окажется в начале, а точка A , как показывают несложные вычисления, в середине квадратичного участка. Поэтому погрешность, обусловленная изменением формы сигнала, для последовательной индуктивности и параллельной емкости равна половине длительности начального квадратичного участка зондирующего перепада. Заметим, что при увеличении параллельной емкости или последовательной индуктивности эта погрешность будет уменьшаться, так как форма фронта отраженного сигнала при этом приближается к форме фронта зондирующего.

Таким образом, полная погрешность определения задержки отраженного сигнала определяется суммой $\Delta t_{\text{н}}$ и погрешностей отсчета точек A и B , определяемых выражениями (2.23) и (2.24).

Аналогичный анализ одноэлементных неоднородностей в виде последовательной емкости и параллельной индуктивности показывает, что погрешность, обусловленная смещением точки B , не превышает половины длительности фронта зондирующего сигнала:

$$\Delta t_{\text{н}} = t_{\text{ф}}/2.$$

Эти примеры показывают, что погрешность $\Delta t_{\text{н}}$ зависит от характера неоднородности и связана с неоднозначностью понятия

задержки для сигналов различной формы. В § 2.4 делается попытка устранить эту неоднозначность и вводится понятие задержки сигнала, основанное на преобразовании Гильберта.

После оценки точности отсчета по временной оси перейдем к оценке погрешностей измерений по вертикальной оси. Параметры большинства приведенных неоднородностей оцениваются по отношению максимального значения отраженного сигнала U_0 к зондирующему перепаду E . Оценим точность определения этого отношения ($u_0 = U_0/E$), через которую элементарно оценивается погрешность расчетных соотношений для схем 1—6 в табл. 2.1. Очевидно, что

$$\Delta u_0/u_0 = \Delta U_0/U_0 + \Delta E/E,$$

где $\Delta E = \Delta U_{\text{зн}} + \Delta U_{\text{зв}}$ — погрешности определения наименьшего и наибольшего значений зондирующего сигнала из-за шумов, нестабильностей по вертикальной оси, неравномерности вершины и других причин; $\Delta U_0 = \Delta U_{\text{он}} + \Delta U_{\text{ов}}$ — погрешности определения наименьшего и наибольшего значений отраженного сигнала.

Следует заметить, что ΔU_0 зависит от формы отраженного сигнала. Так, для неискажающих неоднородностей, когда отраженный сигнал имеет вид перепада, при определении U_0 происходит усреднение неравномерностей вершины и шумов на достаточно большом интервале отраженного сигнала. Для параллельных емкостей и последовательных индуктивностей отраженный сигнал имеет малую длительность и погрешность ΔU_0 значительно увеличивается. При определении параметров неоднородностей по площади под отраженным сигналом происходит усреднение шумов и локальных неравномерностей.

Вычисления показывают, что флуктуационная погрешность измерения параметров неоднородностей по площади близка к погрешности оптимального измерителя параметров.

Перейдем к оценке погрешности подсчета числа неоднородностей в линии. Для такой оценки вводится понятие разрешающей способности, являющееся одной из важнейших технических характеристик рефлектометра. Разрешающей способностью рефлектометра называется минимальное расстояние между двумя неоднородностями, при котором эти неоднородности наблюдаются на рефлектограмме раздельно.

Для простейших неоднородностей, например, для малых параллельных емкостей или последовательных индуктивностей, когда при отражении происходит дифференцирование зондирующего сигнала, длительность отраженного импульса равняется длительности фронта зондирующего перепада. Если расстояние между неоднородностями таково, что временной интервал между импульсами больше длительности импульса, то отраженные импульсы наблюдаются раздельно. Таким образом, разрешающая способность импульсного рефлектометра определяется для рассматриваемых неоднородностей выражением

$$\Delta x = vt_{\phi}/2. \quad (2.25)$$

Это выражение справедливо и для неоднородностей, не искажающих сигнал при отражении (схемы 1—4 в табл. 2.1). При расстояниях, меньших Δx , фронты сигналов, отраженных от двух не-

однородностей, сольются. Заметим, что неоднородности различного характера различаются и при меньшем расстоянии, даже при $\Delta x = 0$ (см. п. 2.2.2). Для более сложных неоднородностей, когда происходит значительное искажение и увеличение длительности отраженного сигнала, понятие разрешающей способности зависит от характера исследуемых неоднородностей. Однако в рефлектометрии принято пользоваться при оценке разрешающей способности выражением (2.25). Отметим, что это выражение и определение разрешающей способности совпадают с принятыми в радиолокации.

Приведенные выше формулы для расчета параметров неоднородностей и для оценки точности рефлектометра получены в предположении, что линия передачи не имеет потерь. Однако при реальном зондирующем сигнале с фронтом 20—100 пс потери в коаксиальных кабелях и микрополосковых трактах влияют на результаты измерений даже на расстоянии около 1 м до неоднородности. Тем более существенно влияние потерь при исследовании трактов большой протяженности.

Для учета влияния потерь необходимо определить форму зондирующего перепада, искаженного за счет прохождения по линии до неоднородности и обратно. Наиболее просто это сделать, если на расстоянии, равном расстоянию до исследуемой неоднородности, образовать короткое замыкание или обрыв линии передачи. При этом на экране рефлектометра наблюдается эквивалентный зондирующий перепад, параметры которого затем используются в расчетах.

Если образовать короткое замыкание или обрыв линии в месте расположения неоднородности невозможно, то форма зондирующего перепада может быть определена расчетным путем. Для этого следует воспользоваться выражением для переходной характеристики кабеля [8]

$$h(t_H) = 1 - \operatorname{erf}(t_H)^{-1/2},$$

где $\operatorname{erf}(t_H) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{t_H} e^{-t^2} dt$, $t_H = t/N$ — нормированное время; $N = \alpha_f^2 l^2 / 4\pi f_f$ (l — длина линии, α_f — затухание в линии на граничной частоте f_f).

Задавая форму перепада напряжения на входе линии, можно, пользуясь выражением для переходной характеристики, рассчитать форму искаженного за счет потерь зондирующего сигнала (при этом l равно удвоенному расстоянию до неоднородности). В последующих расчетах параметров неоднородностей следует ориентироваться на параметры вычисленного сигнала. Результаты вычислений для зондирующего перепада с линейным фронтом представлены на рис. 2.8.

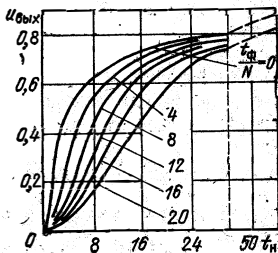


Рис. 2.8. Искажение зондирующего сигнала за счет потерь в линии передачи

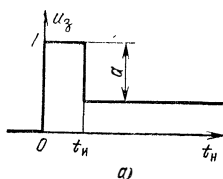
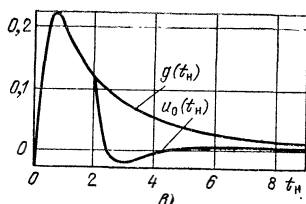
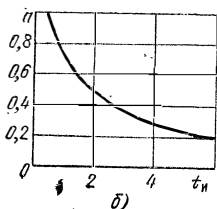


Рис. 2.9. Зондирующий перепад сложной формы с выбросом (а), график значений выброса при различной длительности (б), отраженный сигнал (в)



Отметим преимущество определения параметров неоднородностей по площади под отраженным сигналом по формуле (2.9). Так как в нее не входят параметры зондирующего перепада (за исключением величины E), то она может применяться и для параллельной емкости и последовательной индуктивности при рефлектометрии в линии с потерями. При этом предварительные эксперименты или расчеты по определению длительности фронта эквивалентного зондирующего перепада не требуются.

Рассмотрим влияние потерь на разрешающую способность рефлектометра и изложим один из методов, позволяющих уменьшить это влияние. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что при распространении импульсов в линии с потерями значительно удлиняется срез импульса. Это приводит к уменьшению разрешающей способности рефлектометра. Для уменьшения влияния потерь на разрешающую способность рефлектометра В. А. Половниковым предложено использовать зондирующий сигнал более сложной формы (рис. 2.9, а). При добавлении к зондирующему перепаду прямоугольного импульса уменьшается длительность отраженного сигнала и увеличивается разрешающая способность рефлектометра.

Рассмотрим, как следует выбирать длительность импульса t_H и величину ступеньки a . При расчетах пренебрегаем конечным временем нарастания и спада сигнала $u_3(t)$ (рис. 2.9, а). Это допустимо при рассмотрении длинных линий, когда длительность фронта импульсной характеристики линии много больше длительности крутых участков сигнала $u_3(t)$. Полагаем, что рассматриваются малые реактивные неоднородности, при отражении от которых происходит дифференцирование сигнала. Форма отраженного сигнала без учета амплитудного множителя, зависящего от величины неоднородности, определяется выражением

$$u_0(t) = g(t_H) - a g(t_H - t_H), \quad (2.26)$$

где $t_H = t/N$ — нормированное время; t_H — нормированная длительность корректирующего прямоугольного импульса;

$$g(t_H) = \frac{1}{\sqrt{N^2 \pi}} t_H^{-3/2} e^{-1/t_H} \quad (2.27)$$

— импульсная характеристика линии с потерями.

Величину a следует выбрать такой, чтобы отраженный сигнал $u_o(t_H)$ при $t_H > t_H$ был мал. Выбирая в качестве критерия квадратичный критерий, получаем, что a необходимо выбрать из условия минимума выраж

$$\int_{t_H}^{\infty} [g(t_H) - a g(t_H - t_H)]^2 dt_H.$$

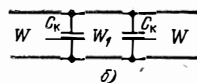
Дифференцируя его по a и приравнивая производную нулю, получаем формулу для расчета оптимального значения a :

$$a_{\text{опт}} = \frac{\int_0^{\infty} g(t_H + t_H) g(t_H) dt_H}{\left(\int_0^{\infty} g^2(t_H) dt_H \right)^{-1}}$$

График зависимости значения a от нормированной длительности, построенный в результате численных расчетов по полученной формуле, приведен на рис. 2.9, б. При практическом использовании этого графика целесообразно задать значение a исходя из технических возможностей (используемых генераторов и других элементов рефлектометра). Заметим, что выбирать a слишком большим ($a > 0,8$; $t_H < 0,67$) нецелесообразно, так как при этом не уменьшается длительность отраженного сигнала, а лишь уменьшается его пиковое значение. По выбранному значению a определяется оптимальная нормированная длительность импульса. Так как параметр N , по которому нормируется время, пропорционален квадрату длины линии, длительность корректирующего импульса следует менять пропорционально квадрату расстояния до исследуемой неоднородности.

График отраженного сигнала, построенный в соответствии с (2.26) при зондировании линии сигналом, показанным на рис. 2.9, а, приведен на рис. 2.9, в, при этом $t_H = 2$. На этом же рисунке приведен для сравнения отраженный сигнал при отсутствии коррекции (импульсная характеристика линии с потерями $g(t_H)$). Из сравнения этих сигналов следует, что, действительно, при коррекции значительно уменьшается длительность отраженного сигнала и увеличивается разрешающая способность рефлектометра.

Точность измерений параметров простейших неоднородностей, рассматриваемых в § 2.2, можно увеличить, используя меры неоднородностей. В качестве меры скачка волнового сопротивления мож-



Но использовать коаксиальную воздушную линию со скачкообразным изменением диаметра. Волновое сопротивление такой линии определяется геометрическими размерами:

$$W = 60 \ln (D/d),$$

где D , d — внешний и внутренний параметры линии.

В качестве меры емкостной неоднородности может быть использована коаксиальная воздушная линия с тонким диском длиной Δ на внутреннем проводнике, как показано на рис. 2.10, а. Модель такой неоднородности (рис. 2.10, б) содержит линию с волновым сопротивлением W_1 длиной Δ и две краевые емкости C_K , определяемые по формулам, которые приведены в [63, 66]. Для подсчета емкости меры C_3 можно определить коэффициент отражения от модели на рис. 2.10, б и сравнить с коэффициентом отражения от сосредоточенной параллельной емкости. Это позволяет получить выражение для подсчета емкости меры

$$C_3 = \frac{1}{W} \left(\frac{W}{W_1} - \frac{W_1}{W} \right) \frac{\Delta}{v} + 2C_K.$$

Последовательная индуктивность может быть изготовлена в виде малой кольцевой выточки во внутреннем проводнике линии (рис. 2.10, в). Эквивалентная схема для такой неоднородности отличается от эквивалентной схемы на рис. 2.10, б только значениями параметров. Сравнивая ограждение от нее с отражением от последовательной индуктивности, получим выражение для индуктивности такой простейшей меры [63]:

$$L_3 = W \left(\frac{W_1}{W} - \frac{W}{W_1} \right) \frac{\Delta}{v} - 2W^2 C_K.$$

Измерения с помощью мер сводятся к сравнению сигнала, отраженного от исследуемой неоднородности, с сигналом, отраженным от меры. Исследуемая мера может включаться в исследуемый тракт на некотором расстоянии от исследуемой неоднородности или, если рефлектометр двухканальный, во второй канал рефлектометра. При измерениях с помощью мер исключаются или существенно уменьшаются погрешности, связанные с калибровкой, с определением формы и параметров зондирующего перепада, с потерями и т. д. Сравнение форм сигналов, отраженных от эталонной и исследуемой неоднородностей, упрощает задачу построения моделей сложных неоднородностей.

Как показывают экспериментальные исследования, кроме описанных мер с известными эквивалентными схемами удобно применять (там, где это возможно, например, в полосковых линиях) перемещаемые металлические и диэлектрические указатели. Наблюдая отражения от указателей, легко определить положение неоднородностей в линии. Такой способ значительно удобнее и точнее расчетного способа определения положения неоднородностей на основании выражения (2.2). В коаксиальных линиях такие неоднородности обычно получают при ослаблении разъемов (при этом возникает последовательная индуктивность) или за счет обжатия кабеля (появляется неоднородность емкостного характера).

2.3. Определение S -параметров четырехполюсников

Рассмотрим задачу определения частотных характеристик узлов линий передачи. Измерение частотных характеристик — одна из наиболее распространенных задач радиоэлектроники. Технические условия на радиоэлектронные узлы и приборы задаются обычно в частотной области. Измерение частотных характеристик в широком диапазоне частот — одно из важных применений видеоимпульсного метода. Временное разделение наблюдаемых сигналов позволяет измерять частотные характеристики отдельных частей устройства без их механического разделения, что, как неоднократно отмечалось, является важнейшим достоинством импульсного метода.

Исследуемые четырехполюсники могут характеризоваться различными системами параметров, различными матрицами. Для распределенных систем наиболее удобной при измерениях оказывается система S -параметров, содержащая коэффициенты отражения $S_{11}(j\omega)$, $S_{22}(j\omega)$ и коэффициенты прохождения $S_{12}(j\omega)$, $S_{21}(j\omega)$. Для измерения характеристик $S_{11}(j\omega)$ и $S_{21}(j\omega)$ регистрируются отраженный и прошедшие сигналы при прямом зондировании четырехполюсника, а также зондирующий сигнал. Для этого может быть использована система, изображенная на рис. 2.2. В ней для регистрации прошедшего и отраженного сигналов используются два различных канала стробоскопического осциллографа. Для определения $S_{22}(j\omega)$ и $S_{12}(j\omega)$ регистрируются точно так же отраженный и прошедший сигналы при обратном зондировании. Необходимость в двух каналах и переключения четырехполюсника — существенный недостаток указанного метода измерений.

В ряде случаев измерения упрощаются, например, если четырехполюсник используется для передачи сигналов только в одном направлении. В этом случае параметры $S_{22}(j\omega)$ и $S_{12}(j\omega)$ не представляют интереса и при измерениях переключения схемы не требуется. Измерения упрощаются также, если интересуются не отражениями от четырехполюсника, а только прохождением сигнала через него. В этом случае отпадает необходимость во втором канале регистрирующего устройства. Существенно упрощается схема измерений при исследовании широко распространенных в СВЧ технике симметричных четырехполюсников, для которых $S_{21}(j\omega) = S_{12}(j\omega)$, $S_{22}(j\omega) = S_{11}(j\omega)$. В этом случае для определения параметров четырехпо-

люсника удобно использовать схему, изображенную на рис. 1.7. В ней к выходу исследуемого четырехполюсника подключается короткозамкнутый отрезок длиной l . При этом используется один канал регистрирующего устройства, на который сначала поступает отраженный сигнал, а затем через время, равное $2l/v$, поступает сигнал, дважды прошедший через четырехполюсник и отраженный от короткозамыкателя. Длина отрезка выбирается такой, чтобы отраженный и прошедший сигналы наблюдались отдельно. Для записи зондирующего сигнала в схеме на рис. 1.7 целесообразно заменить исследуемый четырехполюсник гладкой воздушной линией, присоединяемой точно так же, как и четырехполюсник. Наблюдаемый при этом сигнал, отраженный от короткозамыкателя, принимается за зондирующий сигнал. Это позволяет уменьшить влияние искажений при распространении сигналов в линии и повысить точность измерений.

Так как обработка сигналов при получении любого параметра матрицы S одинакова, то далее (в п. 2.3.1) определяемый параметр обозначен через $K(j\omega)$ и рассмотрены различные аспекты получения частотной характеристики $K(j\omega)$ по наблюдаемому зондирующему сигналу $u_3(t)$ и отклику $u_0(t)$.

2.3.1. Методы измерения частотных характеристик с помощью импульсных сигналов

Рассмотрим некоторые подходы к решению задачи измерения частотных характеристик с помощью видеоимпульсных сигналов. Ряд методов измерения частотных характеристик основан на известной связи между импульсной и частотной характеристиками объекта

$$K(j\omega) = \int_0^{\infty} g(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (2.28)$$

Для определения частотной характеристики объекта по этому соотношению следует предварительно измерить отклик на импульс весьма малой длительности и вычислить преобразование Фурье этого отклика. При реализации соотношения (2.28) на вычислительной системе вместо непрерывного пользуются дискретным преобразованием Фурье, которое вычисляют, применяя быстрое преобразование Фурье

$$C(jk) = \sum_{n=0}^{K-1} u_0(n) e^{-jnk2\pi/K}, \quad (2.29)$$

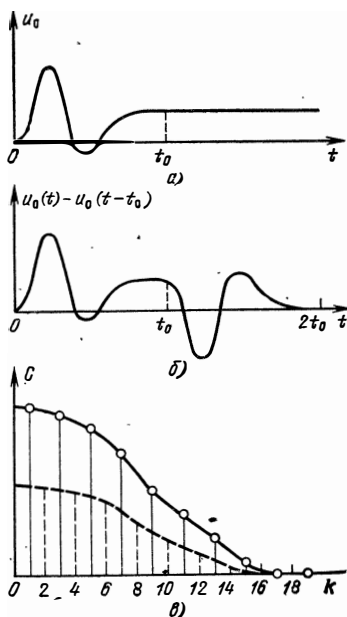
Рис. 2.11. К дискретному преобразованию Фурье:

а — отраженный сигнал, *б* — сигнал, преобразованный по алгоритму нечетного продолжения, *в* — спектры сигналов на рис. *а* и *б*

где $u_o(n)$ — дискретные значения отклика; $S(jk)$ — дискретный спектр последовательности $u_o(n)$; K — число значений отклика $u_o(t)$ и значений S .

Одна из трудностей, возникающих при переходе от (2.28) к (2.29), обусловлена тем, что число дискретных значений в (2.29) конечно, а отклик $u_o(t)$ может иметь и неограниченную длительность. Пусть например, наблюдается отклик $u_o(t)$, изображенный на рис. 2.11, *а*. Если мы ограничим длительность отклика интервалом $[0, t_0]$ и вычислим на основании (2.28) спектр, то для всех $t > t_0$ значения отклика будем считать равными нулю: $u_o(t) = 0$; следовательно, в вычисленном спектре будет присутствовать компонента, обусловленная идеальным перепадом величиной $u_o(t_0)$. Это явление можно не учитывать при зондировании широкополосных объектов импульсами малой длительности, когда длительность отклика и зондирующего сигнала меньше интервала наблюдения, но его нельзя не учитывать, если в качестве зондирующего сигнала используется перепад напряжения.

Для того чтобы избежать искажений, обусловленных ограничением длительности сигнала, обычно применяют алгоритм нечетного продолжения [51]. Он основан на том, что вместо сигнала $u_o(t)$ на интервале $[0, t_0]$ рассматривают сигнал $u_o(t) - u_o(t - t_0)$ на интервале вдвое большей длительности $[0, 2t_0]$ (рис. 2.11, *б*). Выясним связь спектра $S_o(j\omega)$ сигнала $u_o(t)$ и спектра $S_n(j\omega)$ его нечетного продолжения $u(t) - u(t - t_0)$. На основании теорем о спектрах



$$S_n(j\omega) = S_o(j\omega) (1 - e^{-j\omega t_0}).$$

Так как при дискретном преобразовании Фурье частотный интервал между соседними дискретными отсчетами определяется длительностью исследуемого сигнала $2t_0$,

$$\Delta\omega = \pi/t_0. \quad (2.30)$$

Множитель $\exp(-j\omega t_0)$ на некоторой дискретной частоте $\omega = k\Delta\omega$ равен $\exp(-jk\pi)$, что дает $+1$ при четном и -1 при нечетном k . На основании (2.29) получаем связь между спектром исходного сигнала и спектром его нечетного продолжения:

$$C_{\text{н}}(jk) = \begin{cases} 2C(jk) & \text{при } k = 2m + 1, \\ 0 & \text{при } k = 2m. \end{cases}$$

Таким образом, при нечетном продолжении четные спектральные составляющие обращаются в нуль, а нечетные при этом удваиваются (рис. 2.11, в). Один из источников погрешности при переходе к дискретным сигналам и спектрам обусловлен эффектом наложения спектральных областей, появляющихся при дискретизации сигнала. Для уменьшения этой погрешности следует выполнить (желательно с существенным запасом) сформулированное в теореме Котельникова неравенство $\Delta t \leq 1/2f_{\text{гр}}$, где $f_{\text{гр}}$ — граничная частота спектра сигнала.

Еще одна особенность при вычислении частотных характеристик заключается в том, что длительность временного окна $2t_0$ при вычислении прямого преобразования Фурье не может выбираться произвольно, а должна быть согласована с тем частотным диапазоном, в котором проводятся измерения. Умножая (2.30) на K , получаем, что интервал $2t_0$ следует брать равным K/f_{max} , где f_{max} — максимальная частота, до которой проводятся измерения.

Следующий важный аспект измерения частотных характеристик заключается в том, что реальные испытательные сигналы далеки от δ -функций, и поэтому мы наблюдаем не импульсную характеристику системы, а результат ее свертки с зондирующим сигналом $u_3(t)$.

$$u_0(t) = \int_0^{\infty} u_3(\xi) g(t - \xi) d\xi = u_3(t) * g(t). \quad (2.31)$$

Поэтому задача определения частотной характеристики связана с задачей определения функции $g(t)$ по наблюдаемому зондирующему сигналу $u_3(t)$ и отклику $u_0(t)$. Эта задача относится к числу некорректных задач [67], в которых малые погрешности измерения отклика $u_0(t)$ приво-

дят к значительным погрешностям определения $g(t)$. Переход от (2.31) к спектрам дает выражение

$$K(j\omega) = S_0(j\omega) / S_3(j\omega), \quad (2.32)$$

которое также неудовлетворительно из-за того, что спектр отклика содержит случайную составляющую, а спектральная плотность зондирующего сигнала убывает с частотой.

Существует несколько подходов к определению $g(t)$ из (2.31). Рассмотрим некоторые из них [166]. Один из методов — метод регуляризации А. Н. Тихонова — заключается в переходе от решения уравнения (2.31) к отысканию регуляризованной импульсной характеристики $g_p(t)$, минимизирующей, например, функционал

$$\int_0^{t_0} [g_p(t) * u_3(t) - u_0(t)]^2 dt + q \int_0^{t_0} \left(\frac{dg_p(t)}{dt} \right)^2 dt.$$

Первое слагаемое в выражении характеризует ошибку в результате вычисления отклика по регуляризованному решению $g_p(t)$ по сравнению с точным $g(t)$. Второе слагаемое содержит квадрат производной искомой импульсной характеристики. Его наличие означает, что отыскивается достаточно гладкое решение. Второе слагаемое может быть различным в зависимости от априорных сведений о гладкости и других характеристиках функции $g(t)$. Степень сглаживания определяется множителем q , который назначается экспериментатором. Влияние этого множителя на получаемое решение рассмотрено в [166]. Нахождение функции $g_p(t)$, реализующей минимум записанного функционала, и переход в частотную область дают следующий результат:

$$K_p(j\omega) = S_0(j\omega) S_3^*(j\omega) / [S_3^2(\omega) + q\omega^2], \quad (2.33')$$

где $S_3^*(j\omega)$ — комплексно-сопряженный спектр зондирующего сигнала; $S_3^2(\omega)$ — квадрат модуля спектра этого сигнала; $S_0(j\omega)$ — спектр отклика. Как указывалось выше, реально вычисляются дискретные спектры зондирующего сигнала и отклика с помощью алгоритма нечетного продолжения.

Регуляризованное решение $K_p(j\omega)$ и может быть принято за частотную характеристику исследуемого объекта. Заметим, что (2.33) переходит в (2.32) при $q = 0$. Добавление слагаемого $q\omega^2$ уменьшает влияние шумов на высоких частотах, на которых спектральная плотность зондирующего сигнала мала.

Другой подход может быть использован, если известны характеристики шума и если он сформулирован как задача оптимальной линейной фильтрации смеси шума и сигнала. Решение этой задачи [166] дает следующее выражение для частотной характеристики системы:

$$K_o(j\omega) = S_o(j\omega) S_z^*(j\omega) / [S_z^2(\omega) + N(\omega) / M(\omega)], \quad (2.34)$$

где $N(\omega)$ — энергетический спектр шума; $M(\omega)$ — энергетический спектр случайного процесса, реализации которого представляют функции $g(t)$. Следовательно, при таком подходе полагаются известными статистические характеристики исследуемых объектов и заданы они ансамблем их импульсных реакций. Сравнение выражений (2.33') и (2.34) показывает, что слагаемое $q\omega^2$ при втором подходе заменяется слагаемым $N(\omega) / M(\omega)$, которое зависит от статистических характеристик шума и исследуемых объектов.

Таким образом, из выражений (2.33), (2.34) теоретически предпочтительнее выражение (2.34), однако, чтобы воспользоваться им, необходимо знать статистические характеристики исследуемых объектов и преобразуемого шума. Изучение таких характеристик сопряжено с значительной затратой времени и средств. Поэтому часто используется выражение (2.33) или близкие к нему, отличающиеся добавочным слагаемым в знаменателе. Это слагаемое зависит от априорных сведений об измеряемой характеристике, высказать которые проще, чем определить характеристики $N(\omega)$ и $M(\omega)$. Когда добавочное слагаемое указать трудно, то можно пользоваться более простым выражением (2.32). Получаемая при этом погрешность будет невелика в том диапазоне частот, в котором спектральная плотность зондирующего сигнала значительно превышает спектральную плотность шума.

Перейдем к более строгим оценкам погрешностей измерения частотных характеристик.

2.3.2. Оценка погрешности и вопросы аттестации измерений частотных характеристик импульсным методом

В выражения (2.33), (2.34) для расчета частотных характеристик входят спектры зондирующего сигнала и отклика. Поэтому для оценки точности измерений частотных характеристик следует оценить точность вычисления спек-

ра по наблюдаемому сигналу. Зная погрешности вычисления спектров, можно подсчитать погрешность измерения частотной характеристики. Так, в простейшем случае, когда частотная характеристика определяется делением комплексных спектров, из выражения (2.32) легко получить, что относительная погрешность измерения амплитудно-частотной характеристики и равная ей абсолютная погрешность измерения фазочастотной характеристики определяются выражением

$$\sigma_K^2/K^2(\omega) = \sigma_\Phi^2 = \sigma_0^2/S_0^2(\omega) + \sigma_3^2/S_3^2(\omega),$$

где σ_K^2 , σ_Φ^2 , σ_0^2 , σ_3^2 — дисперсии амплитудно- и фазочастотной характеристик, спектральной плотности отклика и спектральной плотности зондирующего сигнала соответственно; S_0 и S_3 — модули спектра отклика и зондирующего сигнала. Приведённое выражение приближенно и справедливо при большом отношении сигнал-шум ($\sigma_0/S_0 \ll 1$, $\sigma_3/S_3 \ll 1$). Этот случай, представляющий интерес для измерительной техники, и рассматривается в дальнейшем.

Перейдем к оценке точности вычисления спектра сигнала, который вычисляется с помощью дискретного преобразования Фурье

$$C(jk) = \sum_{n=0}^{K-1} u(n) e^{-jkn2\pi/K}.$$

При использовании стробоскопического преобразователя наблюдаемый сигнал $u(n)$ может быть представлен в виде аддитивной смеси сигнала $u_0(n)$ и шума $e(n)$, который с высокой степенью точности может быть аппроксимирован белым гауссовским шумом [58]:

$$u(n) = u_0(n) + e(n).$$

Так как дискретное преобразование Фурье линейно, то погрешность вычисления спектральных компонентов определяется выражением

$$N(jk) = \sum_{n=0}^{K-1} e(n) e^{-jkn2\pi/K}.$$

Для дисперсии погрешности спектральной компоненты можно записать выражение

$$\begin{aligned} \sigma_N^2 &= \langle N(jk) N(-jk) \rangle = \\ &= \sum_{n=0}^{K-1} \sum_{m=0}^{K-1} \langle e(m) e(n) \rangle e_j^{(m-n)k2\pi/K}. \end{aligned}$$

Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение. Так как значение $e(m)$ и $e(n)$ для белого гауссовского шума некоррелированы, то $\langle e(n) e(m) \rangle = 0$ при $m \neq n$. Учитывая, что $\langle e^2(n) \rangle = \sigma^2$ (σ^2 — дисперсия шума), получим выражение для дисперсии погрешности вычисления спектра:

$$\sigma_N^2 = K\sigma^2.$$

Эта оценка оказывается тривиальной; дисперсии для всех K отсчетов временной функции складываются, но она не может быть улучшена, если справедлива модель белого гауссовского шума.

По найденной дисперсии комплексных спектральных компонент можно определить дисперсию модуля и фазы этих компонент. Для наглядности на рис. 2.12 представлена комплексная плоскость, на которой изображены комплексная компонента спектра $C(jk)$ в виде вектора и шум с дисперсией $\sigma_N^2 = K\sigma^2$ в виде сферы радиусом $\sigma_N/\sqrt{2}$. При таком изображении квадратурные компоненты шума имеют дисперсию $\sigma_N^2/2$ (суммарная дисперсия этих компонент оказывается равной σ_N^2 .) Из рисунка нетрудно видеть, что при малом шуме дисперсия модуля компоненты равна дисперсии одной из квадратурных компонент:

$$\sigma_C^2 = \sigma_N^2/2 = 0,5K\sigma^2, \quad (2.35)$$

а дисперсия фазы

$$\sigma_\varphi^2 = \sigma_N^2/2 |C^2(jk)|^2 = K\sigma^2/2 |C/(jk)|^2. \quad (2.36)$$

Более строгие результаты можно получить на основе анализа распределения модуля и фазы суммы гармонического сигнала и нормального шума. Используя известные результаты [167], можно записать формулы, справедливые при малой дисперсии шума;

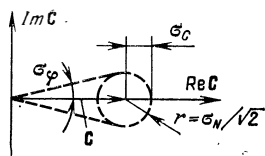
$$\langle |C(jk)| \rangle = |C(jk)| \left(1 - \frac{\sigma_N^2}{4 |C(jk)|^2} \right),$$

$$\sigma_C^2 = \frac{\sigma_N^2}{2} \left(1 - \frac{\sigma_N^2}{4 |C(jk)|^2} \right), \quad \sigma_\varphi^2 = \frac{\sigma_N^2}{2 |C(jk)|^2}.$$

Более строгие результаты отличаются от приближенных наличием смещения в оценке модуля и несколько измененной дисперсией σ_C^2 , однако поправки имеют порядок $(\sigma_N/C(k))^2$ и при малом шуме могут не учитываться.

Таким образом, погрешности вычисления модуля и фазы спектральных компонент могут определяться по форму-

Рис. 2.12. Представление комплексной компоненты спектра $C(jk)$ на комплексной плоскости



лам (2.35) и (2.36) соответственно. Заметим, что хотя дисперсии ошибок возрастают с ростом числа дискретных отсчетов K , но при этом примерно пропорционально числу K увеличиваются амплитуды спектральных компонент, что приводит к увеличению приблизительно в \sqrt{K} раз точности вычислений. Более подробно вопросы оценки погрешности определения частотных характеристик рассмотрены в [68, 159], где представлены результаты оценки погрешности и сравнения ее с экспериментальными значениями.

Приведенные аналитические выражения не исчерпывают всех вопросов оценки точности измерений частотных характеристик, так как кроме шумов стробоскопического преобразователя необходимо учитывать много других источников погрешностей измерений. Поэтому важно рассмотреть методы аттестации измерительной системы, использующей импульсные сигналы.

Для проверки и аттестации измерительной системы, использующей для измерения частотных характеристик импульсные сигналы, можно применять те же методы, что и для аттестации измерительных систем в частотной области. Эти методы основаны на использовании образцовых мер и эталонов отражения, затухания и рассогласования.

Наибольшее распространение получили меры отражения и рассогласования с КСВ-2; 1,4. Это соответствует коэффициенту отражения 0,333 и 0,167. Мера отражения — образцовая, изготовленная с высоким классом точности воздушная линия со скачкообразным изменением диаметра центрального проводника, за которым следует поглотитель. Эквивалентная схема неоднородности в виде скачка диаметра центрального проводника изображается схемой со скачком волнового сопротивления и включенной параллельно ему емкости в месте скачка. В коаксиальном тракте с отношением диаметров проводников 7/3,055 скачок диаметра центрального проводника равен 0,805 мм для КСВ-1,4 и 1,59 мм для КСВ-2. Емкость в эквивалентной схеме неоднородного участка такова, что вызывает увеличение коэффициента отражения относительно значения в диапазоне частот

до 18 ГГц не более чем на 2% для КСВ-2 и не более чем 0,8% для КСВ-1,4, поэтому в первом приближении его можно пренебречь, так как погрешности измерительных приборов, использующих быстрое преобразование Фурье, значительно больше. Фазочастотная характеристика такой меры отражения близка к линейной с наклоном, определенным расстоянием от начала образцовой линии до места скачка диаметра центрального проводника. Если возникает необходимость более точной аттестации системы, емкость можно учесть с помощью кривых, придаваемых мерам, или с помощью коэффициента отражения

$$\Gamma(j\omega) = \Gamma_0 [1 - 2j\omega WC_0 / (1 - W^2/W_1^2)],$$

где Γ_0 — коэффициент отражения без учета краевой емкости; W_1 — измененное волновое сопротивление.

При измерениях с помощью гармонических сигналов частотный диапазон и частотные свойства меры отражения определяются используемым поглотителем. Широкополосные поглотители обладают плохими поглощающими свойствами на частотах менее 1 ГГц, поэтому меры отражения на основе труб без заполнителя работают в диапазоне частот (2—4)—(12—18) ГГц. В диапазоне частот 0—4 ГГц используются рассогласованные нагрузки, которые по конструкции аналогичны обычной согласованной нагрузке, но изготовлены с высоким классом точности, причем сопротивление используемого резистора отличается от волнового сопротивления подводящего тракта на заданное значение.

При измерениях с использованием пикосекундных импульсных сигналов для выделения отраженного сигнала можно использовать временное окно. При этом проблема изготовления качественного поглотителя отпадает, поскольку сигнал, отраженный от места скачка диаметра центрального проводника, может быть во времени отделен от отраженных сигналов, возникающих на входе образцовой линии и ее конце, если скачок диаметра расположить в центре линии. Из-за конечности размеров образцовой линии нижняя рабочая частота такой меры отражения ограничена величиной $1/T$, где T — длительность временного окна. Для воздушной линии длиной 30 см максимально допустимая длительность временного окна 1 нс, поэтому нижняя рабочая частота такой меры отражения $f \geq 1$ ГГц.

При использовании меры отражения без поглотителя возникает проблема ее метрологической аттестации, так как существующая аппаратура использует гармонические измерительные сигналы. Для проверки точности измерения ко-

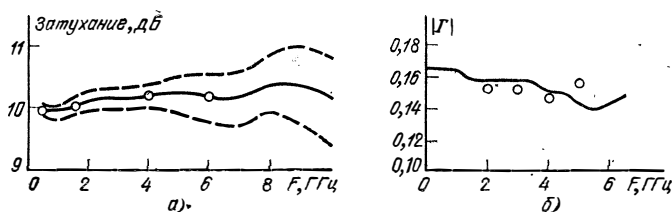


Рис. 2.13. К точности измерения:

а — доверительный интервал (с вероятностью 0,95) результата измерения затухания; б — график коэффициента отражения

эффицента отражения и КСВ в диапазоне частот $f < (1 - 4)$ ГГц используют рассогласованные нагрузки. Характерной особенностью метода измерений частотных характеристик с использованием импульсных сигналов является то, что точность измерения коэффициентов отражения и КСВ определяется по отношению к волновому сопротивлению образцовой воздушной линии, подводящей сигнал. Использование временного окна $2l/c$, где l — длина линии, позволяет исключать при измерениях погрешности, возникающие за счет несогласованности с трактом выходного сопротивления генератора и смесительных диодов стробоскопического преобразователя. Для проверки точности измерения затуханий и коэффициентов передачи можно пользоваться набором аттенюаторов, частотная зависимость затухания которых аттестована в метрологических лабораториях.

Точность результатов измерений импульсным методом иллюстрируется рис. 2.13, где показаны результаты измерения затухания аттенюатора с номиналом 10 дБ (рис. 2.13, а) с помощью серийно выпускаемого рефлектометра СК7-18, длительность фронта аппаратурной функции которого около 40 пс, а среднеквадратическое значение шума около 4 мВ. В процессе измерения для уменьшения шумов сигнал усреднялся 100 раз во временной области. Для вычисления дисперсии измерений частотных характеристик измерения повторялись 16 раз. Сплошной линией на графике показано среднее значение затухания. Пространство, заключенное между штриховыми линиями, является доверительным интервалом, в который с вероятностью 0,95 попадет результат одного измерения. Кружками на графике отмечены значения затухания, полученные на прецизионной измерительной системе, предназначенной для измерений в частотной области.

На рис. 2.13, б приведен график коэффициента отражения образцовой рассогласованной нагрузки с КСВ-1,4, аттестованной в диапазоне частот до 5 ГГц. Кружками отмечены аттестованные значения коэффициента отражения в метрологической лаборатории. Графики, изображенные на рис. 2.13, позволяют оценить возможности современной импульсно-осциллографической аппаратуры по измерению частотных характеристик СВЧ узлов. Способы увеличения точности частотных измерений описаны в [168]. Один из таких способов рассмотрен в следующем параграфе.

2.4. Идентификация параметров моделей объектов

Построение математических моделей объектов — одна из важнейших технических задач. Построение моделей необходимо при выявлении закономерностей функционирования системы, при проектировании систем и управлении различными объектами. Задачам идентификации посвящена обширная литература [69]. Решение задач идентификации — одно из актуальных применений импульсных методов исследования.

В одном параграфе, конечно, нельзя рассмотреть подробно даже основные методы определения параметров моделей. Поэтому здесь приведены два примера, иллюстрирующие некоторые методы. В первом примере рассмотрена задача идентификации коэффициентов линейного дифференциального уравнения. Такая модель широко распространена, удобна в исследовании линейных объектов и может быть, в частности, использована при определении частотных характеристик линейных четырехполюсников вместо приведенных в § 2.3 алгоритмов, основанных на преобразовании Фурье. Во втором примере изложен новый подход к определению важного для импульсных измерений параметра — времени задержки сигнала — на основании преобразования Гильберта.

2.4.1. Идентификация коэффициентов линейного дифференциального уравнения

Рассмотрим задачу определения коэффициентов линейного дифференциального уравнения

$$\sum_{k=1}^n a_k \frac{d^k}{dt^k} u_0(t) = \sum_{k=0}^m b_k \frac{d^k}{dt^k} u_3(t). \quad (2.37)$$

Эта модель может быть представлена в несколько ином виде, если перейти к изображениям по Лапласу. Тогда передаточная функция

$$K(p) = \sum_{k=0}^m b_k p^k \bigg/ \sum_{k=0}^n a_k p^k. \quad (2.38)$$

На основании (2.38) после определения коэффициентов a_k и b_k рассчитывается амплитудно-частотная характеристика системы.

Остановимся кратко на связи моделей (2.37), (2.38) с распространенными на практике моделями в виде эквивалентных схем, содержащих сосредоточенные R , L , C -элементы. Модели с R , L , C -элементами также описываются уравнениями вида (2.37) или (2.38), однако при исследовании сложных объектов, когда топология эквивалентных схем заранее неизвестна, модель в виде дифференциального уравнения или дробно-рационального выражения предпочтительнее по следующим причинам. Во-первых, для моделей (2.37) или (2.38) можно построить универсальные алгоритмы идентификации, тогда как построить алгоритм определения параметров эквивалентной схемы затруднительно из-за нелинейной связи их с коэффициентами a_k и b_k . Во-вторых, переход от модели (2.38) к эквивалентной схеме неоднозначен, существует много способов синтеза схем по дробно-рациональному выражению для коэффициента передачи. В-третьих, эквивалентные схемы сложных объектов громоздки, теряют наглядность и возможность физической интерпретации. Поэтому модели в виде (2.37) и (2.38) предпочтительнее моделей в виде эквивалентных схем.

Однако в отдельных случаях, когда топология эквивалентной схемы известна и когда параметры эквивалентной схемы допускают естественную физическую интерпретацию, переход к ней целесообразен и может быть выполнен после определения коэффициентов дифференциального уравнения. Такой переход распространен для простых объектов, когда неоднозначность определения вида схемы отсутствует или мала и параметры ее допускают физическую интерпретацию. Для одноэлементных эквивалентных схем объектов можно пользоваться результатами, изложенными в § 2.2.

Перейдем к идентификации коэффициентов выражений (2.37) и (2.38). Общий подход к решению задачи идентификации заключается в выборе такого набора параметров модели (вектора \mathbf{W}), чтобы некоторый функционал ошибки, показывающий степень отклонения выходного сигнала модели $u_m(t)$ от наблюдаемого экспериментально отклика

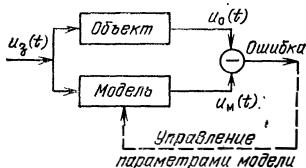
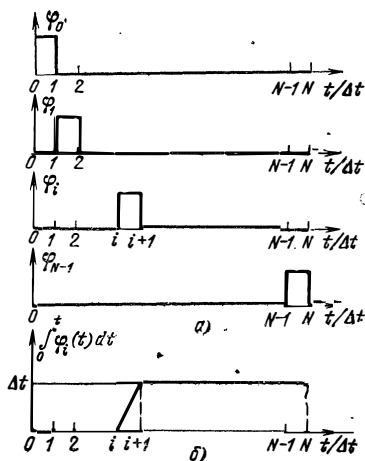


Рис. 2.14. Схема алгоритма решения задачи идентификации объекта

Рис. 2.15. Ортогональные функции базиса (а) и график текущего интеграла от функции $\varphi_i(t)$ (б)



$u_o(t)$, принимал минимальное значение. Схематично этот алгоритм решения задачи идентификации иллюстрируется рис. 2.14.

Для построения реализуемого на ЭВМ алгоритма воспользуемся конечномерным подходом к задаче идентификации [24, 26, 70]. Согласно этому подходу полагаем, что существует некоторый базис — набор функций $\varphi_i(t)$, такой, что зондирующий сигнал и отклик могут быть представлены конечными наборами функций $\varphi_i(t)$:

$$u_z(t) = \sum_{i=0}^{N-1} x_i \varphi_i(t), \quad u_o(t) = \sum_{i=0}^{N-1} y_i \varphi_i(t).$$

В дальнейшем совокупность коэффициентов x_i и y_i обозначаются векторами \mathbf{x} и \mathbf{y} . После выбора базиса операция дифференцирования сводится к умножению на D-матрицу дифференцирования. С учетом сказанного (2.37) записывается в виде

$$\mathbf{y} + \sum_{k=1}^n a_k D^k \mathbf{y} = \sum_{k=0}^m b_k D^k \mathbf{x}. \quad (2.39)$$

Это соотношение устанавливает связь между дискретными моделями входных и выходных сигналов.

Для получения дальнейших соотношений выбираем конкретный базис, в качестве которого удобно воспользоваться системой ортогональных функций

$$\varphi_i(t) = \begin{cases} 1, & \text{если } t \in [i\Delta t, (i+1)\Delta t], \\ 0, & \text{если } t \notin [i\Delta t, (i+1)\Delta t]. \end{cases}$$

Здесь $i = 0, 1, 2, \dots, N - 1$. Функции $\varphi_i(t)$ изображены на рис. 2.15, а. Спектральный коэффициент y_i (для определенности записан коэффициент отклика $u_0(t)$) подсчитывается при ортогональном базисе с помощью выражения

$$y_i = \left(\int_0^T \varphi_i(t) u_0(t) dt \right) \left(\int_0^T \varphi_i^2(t) dt \right)^{-1}.$$

При выбранном базисе $y_i = \frac{1}{\Delta t} \int_{i\Delta t}^{(i+1)\Delta t} u_0(t) dt.$

Таким образом, спектральные коэффициенты в рассматриваемом базисе (рис. 2.15, а) представляют средние значения непрерывного сигнала на интервале длительностью Δt . Удобство применения такого базиса заключается в том, что реальные дискретные значения обрабатываемых на ЭВМ сигналов представляют результат усреднения на некотором интервале Δt непрерывного сигнала. Это усреднение объясняется инерционностью АЦП, стробоскопического преобразователя и других элементов, применяемых при получении дискретных значений обрабатываемых сигналов. Следовательно, дискретные значения сигналов, поступающих в ЭВМ, можно рассматривать как набор спектральных коэффициентов в базисе, изображенном на рис. 2.15, а. Дополнительных погрешностей, связанных с разложением сигналов по системе базисных функций, при таком выборе базиса не возникает.

Для получения дальнейших соотношений необходимо записать матрицу оператора дифференцирования в выбранном базисе. Ее удобнее всего найти, записав матрицу оператора интегрирования и обратив ее. Матрица оператора интегрирования записывается в соответствии с правилом записи матрицы произвольного оператора: ее i -й столбец содержит спектральные коэффициенты разложения интеграла от i -й базисной функции. График текущего интеграла от функции $\varphi_i(t)$ изображен на рис. 2.15, б. Спектральные коэффициенты разложения этого интеграла

$$c_j(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } j < i, \\ 0,5\Delta t & \text{при } j = i, \\ \Delta t & \text{при } j > i. \end{cases}$$

Следовательно, матрица оператора интегрирования

$$I = \Delta t \begin{bmatrix} -1/2 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & 1/2 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & 1 & 1/2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & 1 & 1 & \dots & 1/2 \end{bmatrix}.$$

Обращая матрицу I , находим матрицу D оператора дифференцирования в виде

$$D = \frac{2}{\Delta t} (1 + Z)^{-1} (1 - Z), \quad (2.40)$$

где 1 — единичная матрица размерности $N \times N$;

$$Z = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

— матрица оператора сдвига.

Отметим, что матрицы $(1 + Z)^{-1}$ и $(1 - Z)$ коммутируют. Это свойство используется в последующих преобразованиях. Подставим (2.40) в (2.39) и умножим правую и левую части на $(1 + Z)^n$. После алгебраических преобразований

$$\left(\sum_{k=0}^n c_k Z^k \right) y = \left(\sum_{k=0}^n d_k Z^k \right) x. \quad (2.41)$$

Найдем формулы, связывающие коэффициенты c_k и d_k выражения (2.41) с коэффициентами a_k и b_k уравнений (2.38), (2.39) и исходного выражения (2.37). Для этого на основании (2.40) запишем

$$Z = (1 - D) (1 + D)^{-1}. \quad (2.42)$$

В (2.42) для сокращения записи последующих выражений положено $\Delta t = 2$ (этого можно добиться выбором масштаба по оси t). Подставляя (2.42) в (2.41) и умножая на $(1 + D)^n$, получаем следующее равенство:

$$\begin{aligned} & \left[\sum_{k=0}^n c_k (1 - D)^k (1 + D)^{n-k} \right] y = \\ & = \left[\sum_{k=0}^n d_k (1 - D)^k (1 + D)^{n-k} \right] x. \end{aligned}$$

Сравнивая это выражение с (2.39), находим связь между коэффициентами исходной модели (2.37) и дискретной модели (2.41):

$$c^T \begin{bmatrix} (1+x)^n \\ (1+x)^{n-1} & (1-x) \\ (1+x)^{n-2} & (1-x)^2 \\ \vdots & \vdots \\ (1-x)^n \end{bmatrix} = a^T \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ x^2 \\ \vdots \\ x^n \end{bmatrix}. \quad (2.43)$$

Здесь обозначено $c^T = [c_0, c_1, \dots, c_n]$, $a^T = [a_0, a_1, \dots, a_n]$. Выражение (2.43) показывает, что между a и c существует линейная связь, которую можно представить в виде матричного равенства:

$$a^T = c^T T, \quad (2.44)$$

где T — некоторая матрица размерности $(n+1) \times (n+1)$, с помощью которой выполняется переход от дискретной модели к непрерывной. Подстановка (2.44) в (2.43) показывает, что матрица удовлетворяет соотношению

$$\begin{bmatrix} (1+x)^n \\ (1+x)^{n-1} & (1-x) \\ (1+x)^{n-2} & (1-x)^2 \\ \vdots & \vdots \\ (1-x)^n \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} 1 \\ x \\ x^2 \\ \vdots \\ x^n \end{bmatrix}. \quad (2.45)$$

Для определения элементов матрицы T рассмотрим связь между i -й и $(i+1)$ -й строками. Из (2.45) следует, что элементы этих строк удовлетворяют равенствам

$$(1+x)^{n-i+1} (1-x)^{i-1} = \sum_{k=1}^{n+1} t_{i,k} x^{k-1},$$

$$(1+x)^{n-i} (1-x)^i = \sum_{k=1}^{n+1} t_{i+1,k} x^{k-1},$$

где $t_{i,j}$ — элемент матрицы T . Умножая первое из этих равенств на $(1+x)$, а второе — на $(1-x)$, получаем выражение

$$(1-x) \sum_{k=1}^{n+1} t_{i,k} x^{k-1} = (1+x) \sum_{k=1}^{n+1} t_{i+1,k} x^{k-1}.$$

Приравнявая слагаемые, содержащие x в одной и той же степени, получаем рекуррентное соотношение для определения элементов матрицы T :

$$t_{i+1,j+1} = t_{i,j+1} - t_{i,j} - t_{i+1,j}, \quad i, j = 1, 2, \dots, n. \quad (2.46)$$

Из (2.45) нетрудно записать начальные соотношения для (2.46). Из анализа (2.45) следует, что элементы первой строки матрицы T представляют биномиальные коэффициенты выражения $(1+x)^n$, а элементы первого столбца равны единице, т. е.

$$t_{1,i} = \binom{i-1}{n}, \quad t_{i,1} = 1, \quad i = 1, 2, \dots, n+1. \quad (2.47)$$

На основании этих выражений и рекуррентного соотношения (2.46) можно подсчитать все элементы матрицы T . Таким образом, равенство (2.44) позволяет по коэффициентам дискретной модели c_k подсчитать коэффициенты a_k непрерывной модели. Соотношение между коэффициентами d_k и b_k выводится аналогично:

$$b^T = d^T T. \quad (2.48)$$

Элементы матрицы T подсчитываются на основании равенств (2.46) и (2.47).

После установления связи между коэффициентами непрерывной и дискретной моделей обратимся к дискретной модели (2.41). Перейдем от матричной записи к обычной. Это дает следующие соотношения:

$$\begin{aligned} c_n y_1 + c_{n-1} y_2 + \dots + c_0 y_{n+1} &= d_n x_1 + \dots + d_0 x_{n+1}, \\ c_n y_2 + c_{n-1} y_3 + \dots + c_0 y_{n+2} &= d_n x_2 + \dots + d_0 x_{n+2}, \\ c_n y_m + c_{n-1} y_{m+1} + \dots + c_0 y_{m+n} &= d_n x_m + \dots + d_0 x_{m+n}. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Все записанные уравнения идентичны и устанавливают связь между дискретными значениями зондирующего сигнала и отклика. Их можно записать в виде одного разностного уравнения:

$$c_n y_m + c_{n-1} y_{m+1} + \dots + c_0 y_{m+n} = d_n x_m + \dots + d_0 x_{m+n}.$$

Таким образом, дискретное представление сигналов приводит в данном случае к переходу от модели объекта в виде дифференциального уравнения к модели в виде разностного уравнения. Особенность этого перехода (в отличие от обычных, основанных на билинейном преобразовании или на замене производных разностью) в том, что он не приближенный, а точный. Получаемые на основании дискретной модели соотношения между значениями x_k и y_k (средними за Δt значениями в момент времени $k\Delta t$) точно такие же, какие они получились бы на основании исходного непрерывного дифференциального уравнения.

Перейдем к определению коэффициентов c_k и d_k разностного уравнения по дискретным значениям x воздействия

и у отклика. Соотношения (2.49) запишем в матричной форме

$$\mathbf{y}_m = \mathbf{A}\mathbf{W}. \quad (2.50)$$

В (2.50) вектор \mathbf{y}_m включает m дискретных значений отклика

$$\mathbf{y}_m^T = [y_{n+1}, y_{n+2}, \dots, y_{n+m}].$$

Матрица \mathbf{A} может быть записана в блочном виде $\mathbf{A} = [\mathbf{—} \mathbf{y}, \mathbf{x}]$, где

$$\mathbf{y} = \begin{bmatrix} y_1 & y_2 & \dots & y_n \\ y_2 & x_3 & \dots & y_{n+1} \\ & & \ddots & \\ y_m & y_{m+1} & \dots & y_{n+m-1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{x} = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & \dots & x_{n+1} \\ x_2 & x_3 & \dots & x_{n+2} \\ & & \ddots & \\ x_m & x_{m+1} & \dots & x_{n+m} \end{bmatrix}.$$

Вектор \mathbf{W} содержит неизвестные коэффициенты

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} c \\ d \end{bmatrix}.$$

При записи (2.50) коэффициент c_0 полагается равным единице и в вектор \mathbf{W} не включается.

Система уравнений (2.50) при экспериментальных данных, как правило, несовместна и не может быть решена точно. Обычный подход заключается в том, что за решение системы (2.50) принимается такой вектор $\hat{\mathbf{W}}$, при котором сумма квадратов составляющих вектора ошибки

$$\mathbf{e} = \mathbf{y}_m - \mathbf{A}\hat{\mathbf{W}}$$

минимальна. Такой метод решения системы называется методом наименьших квадратов. Этот метод согласуется с обычным подходом к задаче идентификации, изображенным схематично на рис. 2.14. Таким образом, отыскивается минимум функции

$$E(\mathbf{W}) = \mathbf{e}^T \mathbf{e}.$$

Дифференцируя выражение

$$(\mathbf{y}_m - \mathbf{A}\mathbf{W})^T (\mathbf{y}_m - \mathbf{A}\mathbf{W})$$

по \mathbf{W} и приравнивая производную нулю; получаем уравнение для определения оценки $\hat{\mathbf{W}}$ вектора искомых параметров

$$\mathbf{A}^T (\mathbf{y}_m - \mathbf{A}\hat{\mathbf{W}}) = 0.$$

Отсюда находим оценку по методу наименьших квадратов вектора неизвестных параметров

$$\hat{\mathbf{W}} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{y}_m. \quad (2.51)$$

Упростим выражение (2.51), воспользовавшись тем, что матрица A имеет блочную структуру. Тогда можно записать матрицу $A^T A$ и вектор $A^T y_m$ в виде

$$A^T A = \begin{bmatrix} R_{yy} & -R_{yx}^T \\ -R_{yx} & R_{xx} \end{bmatrix}, \quad A^T y_m = \begin{bmatrix} R_{yy} \\ R_{yx} \end{bmatrix},$$

где через R с различными индексами обозначены матрицы ковариации и взаимоквариации, а именно:

$$\begin{aligned} R_{yy} &= y^T y, \quad R_{xx} = x^T x, \quad R_{yx} = x^T y, \\ R_{yy} &= y^T y_m, \quad R_{yx} = x^T y_m. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Пользуясь формулой обращения блочных матриц, записываем выражение (2.51) в виде

$$\hat{W} = \begin{bmatrix} R_{yy}^{-1} + R_{yy}^{-1} R_{yx} B^{-1} R_{yx} R_{yy}^{-1} & R_{yy}^{-1} R_{yx} B^{-1} \\ B^{-1} R_{yx} R_{xx}^{-1} & B^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R_{yy} \\ R_{yx} \end{bmatrix},$$

$$\text{где } B = R_{xx} - R_{yx} R_{yy}^{-1} R_{yx}^T. \quad (2.53)$$

Учитывая, что связь между векторами s и d , объединенными в вектор W , и векторами a и b определяется выражениями (2.44) и (2.48), получаем расчетные формулы для определения коэффициентов исходного дифференциального уравнения (2.37)

$$\begin{aligned} a &= -T^T R_{yy}^{-1} R_{yy} - T^T R_{yy}^{-1} R_{yx}^T B^{-1} R_{yx} R_{yy}^{-1} R_{yy} + \\ &+ T^T R_{yy}^{-1} R_{yx}^T B^{-1} R_{yx}, \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$b = -T^T B^{-1} R_{yx} R_{yy}^{-1} R_{yy} + T^T B^{-1} R_{yx}.$$

Формулы (2.54), соотношения (2.53), (2.52), (2.47), (2.46) и дробно-рациональное выражение (2.38) позволяют рассчитывать частотные характеристики объектов по измеренным дискретным значениям зондирующего сигнала и отклика этого объекта. Алгоритм расчета, основанный на этих формулах, оказывается более быстродействующим и позволяет в ряде случаев получить большую точность измерения частотных характеристик, чем алгоритмы, основанные на преобразовании Фурье. В гл. 6 приведен пример определения частотных характеристик параметрического усилителя на основе полученных соотношений.

2.4.2. Определение времени задержки сигналов с помощью преобразования Гильберта

Определение времени задержки сигналов важно для импульсных исследований. По времени задержки откликов идентифицируется взаимное расположение различных ча-

стей исследуемого объекта. Однако построение приемлемого и универсального алгоритма определения времени задержки встречает значительные принципиальные затруднения. Они возникают при визуальном определении времени задержки и обусловлены тем, что если форма отклика не повторяет форму зондирующего сигнала, то нельзя указать соответствующие точки этих сигналов, по которым следует производить отсчет задержки. Такое несоответствие описано в § 2.2 при определении задержки сигналов, отраженных от простейших неоднородностей. Возникающая при этом систематическая погрешность обозначена Δt_n и для различных неоднородностей Δt_n оказывается различной. Еще большее несоответствие может возникнуть при исследовании сложных неоднородностей.

Попытки построить универсальный алгоритм, реализуемый на ЭВМ, также встречают значительные принципиальные трудности. Так, подход к определению времени задержки как к определению одного из параметров модели исследуемого объекта в задаче идентификации не приводит обычно к построению удовлетворительного алгоритма. Это связано с тем, что при изменении времени задержки удается так изменить остальные параметры модели на рис. 2.14, что отклики модели до и после изменения мало отличаются, т. е. во многих случаях погрешность определения задержки сигналов можно скомпенсировать изменением остальных параметров идентифицируемой модели. Это и препятствует построению универсальных алгоритмов определения времени задержки.

Опишем один из возможных подходов к построению сравнительно универсального алгоритма определения времени задержки [71]. Полагаем пока, что на вход системы подается δ -импульс. В основе этого подхода лежит тот факт, что исследуемую систему можно представить в виде каскадного соединения двух блоков. Первый блок M с коэффициентом передачи $M(j\omega)$ представляет минимально-фазовую часть. Передаточная функция $M(p)$ этого блока не имеет нулей в правой полуплоскости. Модуль и аргумент передаточной функции этого блока и, следовательно, спектр сигнала $u_M(t)$ связаны преобразованием Гильберта

$$\arg M(j\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln |M(\theta)|}{\omega - \theta} d\theta. \quad (2.55)$$

Второй блок (максимально-фазовая часть) представляет фазовый четырехполюсник, т. е. четырехполюсник, модуль

коэффициента передачи которого равен единице на всех частотах, а фазовая характеристика является функцией частоты:

$$N(j\omega) = e^{j\psi(\omega)}.$$

Определение задержки сигнала по импульсной характеристике при отсутствии минимально-фазовой части не вызывает затруднений. Так как модуль коэффициента передачи максимально-фазового блока равен единице, его импульсная характеристика содержит δ -импульс, по которому можно определить время задержки сигнала в системе. Минимально-фазовая часть сглаживает отклик системы и затрудняет определение задержки сигнала в ней. В то же время в минимально-фазовых цепях нарастание отклика происходит в момент подачи входного сигнала, поэтому можно всегда считать, что задержка сигнала минимально-фазовой частью системы равна нулю. Таким образом, для определения задержки сигнала в системе следует вычислить отклик неминимально-фазовой части системы. Реально вычисленный отклик неминимально-фазовой части конечно не будет содержать δ -импульса, это будет импульс, искаженный шумами измерительной системы, и его форма определяется с погрешностью при вычислении. Этот отклик может быть назван функцией неопределенности задержки. Для устранения неопределенности можно договориться определять задержку по первому экстремуму функции неопределенности.

Таким образом, для определения времени задержки сигнала с помощью преобразования Гильберта необходимо сделать следующее:

1) вычислить спектр $S_o(j\omega)$ отклика и определить его модуль $S_o(\omega)$;

2) поставить в соответствие модулю $S_o(\omega)$ фазовую характеристику, подсчитанную с помощью преобразования Гильберта:

$$\varphi_M(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln S_o(\theta)}{\omega - \theta} d\theta;$$

3) найти спектр минимально-фазовой части

$$S_M(j\omega) = S_o(\omega) e^{j\varphi_M(\omega)};$$

4) найти спектр максимально-фазовой части

$$S_\Phi(j\omega) = S_o^*(j\omega)/S_M^*(j\omega);$$

5) вычислить отклик максимально-фазовой части (функцию неопределенности) при помощи обратного преобразования Фурье от $S_{\varphi}(j\omega)$;

6) отсчитать задержку сигнала по первому экстремуму полученной функции неопределенности.

Многочисленные эксперименты с реальными сигналами и их моделями показали работоспособность алгоритма определения задержки импульсных сигналов с помощью преобразования Гильберта и устойчивость этого алгоритма к воздействию шумов. Эти эксперименты показали, что введенное определение задержки согласуется с интуитивным определением задержки сигнала, отсчитываемым по моменту появления отклика.

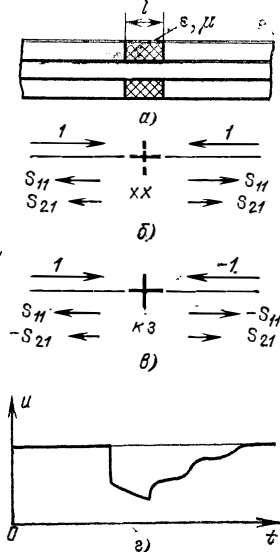
Перечисленные алгоритмы, с помощью которых решаются различные задачи видеоимпульсной рефлектометрии, не исчерпывают, конечно, всех возможных алгоритмов идентификации. Применение ЭВМ позволяет реализовать самые разнообразные алгоритмы и различные их модификации, отличающиеся быстродействием и требуемым объемом памяти. После построения алгоритма возникает естественный вопрос о точности вычислений с помощью построенного алгоритма. Получение аналитических выражений для оценки точности вычислений и измерений сложно и не всегда полезно, так как часто характеристики шумов, из-за которых возникают погрешности, не известны. Наиболее просто оценить случайную погрешность с помощью многократных измерений и статистической обработкой результатов этих измерений.

2.5. Измерение спектров диэлектрической и магнитной проницаемостей

Информация о диэлектрической и магнитной проницаемостях материалов полезна во многих областях науки и техники. Знание проницаемости веществ в широком диапазоне частот необходимо физикам и химикам, так как различные физические и химические свойства можно определить по частотной зависимости проницаемостей. Оперативное (в ходе кратковременного или продолжительного процесса) измерение ϵ и μ в диапазоне частот позволяет контролировать ход технологических процессов, выбирать оптимальные режимы работы. Это важно для создания автоматизированных систем управления технологическими процессами. Приборы для измерения диэлектрических и маг-

Рис. 2.16. Определение диэлектрической и магнитной проницаемостей вещества:

a — контейнер; $b, в$ — направления волн в опыте холостого хода и короткого замыкания; $г$ — отраженный сигнал



нитных проницаемостей. Полезны в сельском хозяйстве, биологии, медицине и других областях науки и техники.

Информацию о значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей в диапазоне частот можно получить с помощью измерений во временной или частотной области. Измерения во временной области более оперативны, они позволяют получать информацию о динамике быстропротекающих процессов.

Для определения диэлектрической и магнитной проницаемостей импульсным методом исследуемым веществом заполняют контейнер, который помещают в линию передачи. Обычно используют коаксиальный контейнер, включенный в коаксиальную линию (рис. 2.16, a). Комплексные проницаемости могут быть определены по результатам измерений параметров матрицы рассеяния контейнера с исследуемым веществом. Измерения ничем не отличаются от измерения параметров матрицы рассеяния четырехполюсника. Они проводятся по методике, приведенной в § 2.3. Заметим, что так как контейнер с диэлектриком представляет симметричный четырехполюсник, то для измерения целесообразно воспользоваться схемой, приведенной на рис. 1.7, содержащей короткозамкнутый отрезок. Эта схема позволяет за счет разделения сигналов во времени наблюдать на одном индикаторе отраженный от исследуемого вещества сигнал и сигнал, дважды прошедший через образец. Вычисляя преобразование Фурье этих сигналов, а также учитывая характеристики шумов и спектр зондирующего сигнала, можно вычислить на основании выражений, приведенных в § 2.3, $S_{11}(j\omega) = S_{22}(j\omega)$ и $S_{12}(j\omega) = S_{21}(j\omega)$.

Приведем вывод соотношений, с помощью которых по параметрам матрицы рассеяния $S_{11}(j\omega)$ и $S_{21}(j\omega)$ симметричного четырехполюсника можно вычислить относи-

тельные комплексные проницаемости — диэлектрическую $\epsilon(j\omega)$ и магнитную $\mu(j\omega)$. Параметры $\epsilon(j\omega)$ и $\mu(j\omega)$ легко рассчитать, если найти волновое сопротивление линии, заполненной материалом,

$$Z_0 = W_0 \sqrt{\mu(j\omega)/\epsilon(j\omega)},$$

где W_0 — волновое сопротивление незаполненного контейнера, и постоянную передачи

$$\gamma = jk \sqrt{\epsilon(j\omega)\mu(j\omega)} = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon(j\omega)\mu(j\omega)}.$$

Эти параметры, являющиеся характеристическими параметрами линии, связаны очевидными соотношениями с характеристическими параметрами исследуемого четырехполюсника — волновым сопротивлением $Z_{вч}$ и характеристическим коэффициентом передачи $\gamma_{ч}$:

$$Z_{вч} = Z_0, \quad \gamma_{ч} = \gamma l.$$

Для определения характеристических параметров четырехполюсника можно воспользоваться сопротивлениями холостого хода Z_{xx} и короткого замыкания $Z_{кз}$, т. е. $Z_{вч} = \sqrt{Z_{xx}Z_{кз}}$; $\text{th } \gamma_{ч} = \sqrt{Z_{кз}/Z_{xx}}$.

Чтобы определить сопротивления короткого замыкания и холостого хода через элементы матрицы рассеяния $S_{11}(j\omega)$ и $S_{21}(j\omega)$, обратимся к рис. 2.16. На рис. 2.16, б навстречу падающей волне с амплитудой единица направлена обратная волна с такой же амплитудой. Обратная волна, пройдя исследуемый образец, создает на левом участке линии волну с амплитудой $S_{21}(j\omega)$. В центральном сечении линии исходная единичная волна и направленная навстречу ей единичная волна создают одинаковые по величине и противоположные по направлению токи. Таким образом, ток в центральном сечении на рис. 2.16, б равен нулю, что равносильно холостому ходу. Коэффициент отражения при холостом ходе, как следует из рис. 2.16, б, равен

$$S_{xx}(j\omega) = S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega).$$

Для определения коэффициента отражения при коротком замыкании в центре линии направим навстречу падающей волне единичной амплитуды волну с амплитудой -1 (рис. 2.16, в). Эта волна создаст в центральном сечении напряжение, равное по величине и противоположное по знаку напряжению исходной падающей волны. Суммарное напряжение при этом обратится в нуль, что соответствует короткому замыканию в центральном сечении линии. Как

следует из рис. 2.16, в, коэффициент отражения при коротком замыкании в центре образца

$$S_{\kappa 3}(j\omega) = S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega).$$

Воспользуемся далее известной связью между коэффициентом отражения и входным сопротивлением линии и запишем

$$Z_{xx} = W \frac{1 + S_{xx}(j\omega)}{1 - S_{xx}(j\omega)}, \quad Z_{\kappa 3} = W \frac{1 + S_{\kappa 3}(j\omega)}{1 - S_{\kappa 3}(j\omega)}.$$

Учитывая все приведенные в данном параграфе соотношения, запишем уравнения для определения диэлектрической и магнитной проницаемостей:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon(j\omega)}{\mu(j\omega)}} = \frac{1}{W_0} \sqrt{Z_{xx} Z_{\kappa 3}},$$

$$\operatorname{th} \frac{j\omega l}{2c} \sqrt{\varepsilon(j\omega) \mu(j\omega)} = \sqrt{Z_{\kappa 3} / Z_{xx}}.$$

Используя связь между гиперболическим тангенсом и более распространенной экспоненциальной функцией, запишем окончательные выражения для расчета искомых величин:

$$\varepsilon(j\omega) = \frac{c W_0}{j\omega l \sqrt{Z_{\kappa 3} Z_{xx}}} \ln \frac{\sqrt{Z_{xx}} + \sqrt{Z_{\kappa 3}}}{\sqrt{Z_{xx}} - \sqrt{Z_{\kappa 3}}}, \quad (2.56)$$

$$\mu(j\omega) = \frac{c \sqrt{Z_{\kappa 3} Z_{xx}}}{j\omega l W_0} \ln \frac{\sqrt{Z_{xx}} + \sqrt{Z_{\kappa 3}}}{\sqrt{Z_{xx}} - \sqrt{Z_{\kappa 3}}}, \quad (2.57)$$

где W_0 — волновое сопротивление пустого контейнера; l — длина исследуемого образца; c — скорость света. Сопротивления Z_{xx} и $Z_{\kappa 3}$ рассчитывают по измеренным параметрам матрицы рассеяния $S_{11}(j\omega)$ и $S_{21}(j\omega)$:

$$Z_{xx} = W \frac{1 + S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega)}{1 - S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega)}, \quad (2.58)$$

$$Z_{\kappa 3} = W \frac{1 + S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega)}{1 - S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega)}. \quad (2.59)$$

Здесь W — волновое сопротивление линии, к которой подсоединяется контейнер (W может отличаться от W_0). Заметим, что приведенные формулы определяют комплексные проницаемости. Комплексная диэлектрическая проницаемость связана с проводимостью $\sigma(\omega)$:

$$\varepsilon(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) = \varepsilon'(\omega) + \sigma(\omega)/j\omega.$$

Мнимая часть комплексной проницаемости определяет проводимость образца $\sigma(\omega) = \omega \varepsilon''(\omega)$. Мнимая часть комплексной магнитной проницаемости также характеризует потери в образце.

Приведенные формулы несколько иным путем получены в [30]. Они наиболее универсальны, но довольно сложны и в ряде случаев могут быть упрощены. Расчетные соотношения упрощаются в том случае, когда одна проницаемость известна. На практике для многих материалов можно считать $\mu(j\omega) = 1$ и рассчитывать только его комплексную диэлектрическую проницаемость.

Комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(j\omega)$ довольно просто определяется по элементу $T_{21}(j\omega)$ волновой матрицы передачи четырехполюсника, образованного включением образца в согласованную линию (рис. 2.16, а). Элемент $T_{21}(j\omega)$ определяется следующим образом:

$$T_{21}(j\omega) = S_{11}(j\omega)/S_{21}(j\omega) = U_o(j\omega)/U_{np}(j\omega).$$

В выражение для $T_{21}(j\omega)$ не входит спектр зондирующего сигнала, а только спектры прошедшего и отраженного сигналов. Это позволяет исключить погрешности, связанные с определением спектра зондирующего сигнала, что подтверждает целесообразность использования элемента $T_{21}(j\omega)$.

Определяя на основании рис. 2.16 амплитуды отраженных и прошедших волн, получаем следующее выражение для $T_{21}(j\omega)$:

$$T_{21}(j\omega) = \frac{\Gamma - \Gamma(1 - \Gamma^2) e^{-2j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\omega t_0} - \Gamma^3(1 - \Gamma^2) e^{-4j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\omega t_0} \dots}{(1 - \Gamma^2) e^{-j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\omega t_0} - \Gamma^2(1 - \Gamma^2) e^{-3j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\omega t_0} \dots},$$

где t_0 — время задержки сигнала на отрезке длиной l в отсутствие диэлектрика; Γ — коэффициент отражения от бесконечной линии, заполненной исследуемым диэлектриком:

$$\Gamma(j\omega) = (1 - \sqrt{\varepsilon(j\omega)})/(1 + \sqrt{\varepsilon(j\omega)}).$$

Суммируя в выражении для $T_{21}(j\omega)$ геометрические прогрессии, подставляя выражение для $\Gamma(j\omega)$ и выполняя алгебраические преобразования, получаем

$$T_{21}(j\omega) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon(j\omega)}}{2\sqrt{\varepsilon(j\omega)}} \sin \sqrt{\varepsilon(j\omega)} \omega t_0. \quad (2.60)$$

Вывод выражения (2.60) на основании анализа дифференциального уравнения для диэлектрика приведен в [60]. Полученное выражение представляет собой уравнение для определения диэлектрической проницаемости $\varepsilon(j\omega)$ по отраженному и прошедшему сигналам. Это уравнение может быть решено численно. Для тех частот ω , для которых выполняется неравенство $\omega t_0 |\sqrt{\varepsilon(j\omega)}| \ll 1$ (длина волны в диэлектрике много больше длины образца l), значение синуса заменяется значением аргумента и расчетное соотношение значительно упрощается

$$\varepsilon(j\omega) = 1 - 2T_{21}(j\omega)/\omega t_0. \quad (2.61)$$

Для измерения диэлектрической проницаемости материала ($\mu(j\omega) = 1$) можно использовать более удобный и простой контейнер концевой типа — конструктивную емкость C_0 на конце коаксиальной линии. Эта емкость заполняется исследуемым веществом и становится равной $C = \varepsilon(j\omega) C_0$.

Диэлектрическая проницаемость определяется по измеренному значению коэффициента отражения $\Gamma(j\omega)$ на основании равенства

$$\frac{1}{j\omega C_0(j\omega)} = W \frac{1 + \Gamma(j\omega)}{1 - \Gamma(j\omega)},$$

откуда получаем расчетное соотношение

$$\varepsilon(j\omega) = \frac{1}{j\omega C_0 W} \frac{1 - \Gamma(j\omega)}{1 + \Gamma(j\omega)}. \quad (2.62)$$

Контейнер концевой типа конструктивно значительно проще и удобнее контейнера, включаемого в линию. Подробно он рассмотрен в [72], где приведен вывод соотношения (2.62), а также найдено оптимальное значение емкости C_0 , при которой точность определения $\varepsilon(j\omega)$ будет наибольшей.

Если для исследуемого диэлектрика справедлива какая-либо модель с небольшим числом параметров, то для определения зависимости диэлектрической проницаемости от частоты целесообразно находить параметры модели, пользуясь методами идентификации по наблюдаемому отклику на импульсный сигнал. В [73] таким образом определяются параметры полярного диэлектрика в предположении справедливости модели Дебая, когда зависимость комплексной диэлектрической проницаемости от частоты описывается мо-

делью, которая в операторном виде определяется выражением

$$\varepsilon(p) = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(1 + p\tau). \quad (2.63)$$

Эта модель включает три параметра (диэлектрические проницаемости ε_0 , ε_{∞} на низких и высоких частотах и время релаксации τ), которые могут быть определены по отражению от исследуемого образца. Отраженный сигнал при зондировании идеальным перепадом напряжения изображен на рис. 2.16, г. Для определения трех искомых параметров ε_0 , ε_{∞} , τ можно воспользоваться тремя параметрами отклика: начальным скачком u_{∞} , начальной скоростью нарастания отклика $k = \left| \frac{du}{dt} \right|_{t=0}$ и площадью под окликом

$$s = \left| \int_0^{\infty} u(t) dt \right|.$$

Получим соотношения, связывающие величины u_{∞} , k , s с ε_0 , ε_{∞} , τ . Заметим, что начальный участок сигнала ($t < 2t_0\sqrt{\varepsilon_{\infty}}$), когда сигнал, отраженный от второй границы диэлектрик—воздух, равен нулю, определяется отражением от первой границы и может быть найден путем расчета на основании обратного преобразования Лапласа от выражения

$$\Gamma(p) = (1 - \sqrt{\varepsilon(p)})/(1 + \sqrt{\varepsilon(p)}).$$

Раскладывая это выражение с учетом (2.63) в ряд по степеням $1/p$, получаем

$$\Gamma(p) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{1 + \sqrt{\varepsilon_{\infty}}} - \frac{1}{\tau} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{\sqrt{\varepsilon_{\infty}}(1 + \varepsilon_{\infty})^2} \frac{1}{p} + O\left(\frac{1}{p^2}\right). \quad (2.64)$$

Здесь и в дальнейшем $O(x^2)$ — величина, содержащая x во второй и более высоких степенях. На основании (2.64) легко записать отклик на единичный перепад

$$u(t) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_{\infty}}}{1 + \sqrt{\varepsilon_{\infty}}} - \frac{1}{\tau} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{\sqrt{\varepsilon_{\infty}}(1 + \sqrt{\varepsilon_{\infty}})^2} t + O(t^2),$$

откуда следует, что

$$u_{\infty}(t) = (\sqrt{\varepsilon_{\infty}} - 1)/(\sqrt{\varepsilon_{\infty}} + 1), \quad (2.65)$$

$$k = \frac{1}{\tau} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{\sqrt{\varepsilon_{\infty}}(1 + \sqrt{\varepsilon_{\infty}})^2}. \quad (2.66)$$

Для определения площади под отраженным сигналом обратимся к выражению для коэффициента отражения $S_{11}(p)$ от образца с учетом двух границ

$$S_{11}(p) = \Gamma(p) \frac{1 - e^{-2pt_0 \sqrt{\varepsilon(p)}}}{1 - \Gamma^2(p) e^{-2pt_0 \sqrt{\varepsilon(p)}}}$$

и разложим его в ряд по степеням p

$$S_{11}(p) = \frac{1 - \varepsilon_0}{2} t_0 p + O(p^2).$$

Переходя во временную область и интегрируя по t , получаем

$$s = \frac{\varepsilon_0 - 1}{2} t_0. \quad (2.67)$$

На основании (2.65)–(2.67) получаем формулы для расчета

$$\varepsilon_0 = \frac{2s}{t_0} + 1, \quad \varepsilon_\infty = \left(\frac{1 + n_0}{1 - n_0} \right)^2,$$

$$\tau = \frac{1}{k} \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\sqrt{\varepsilon_\infty (1 + \varepsilon_\infty)^2}}.$$

Заметим, что эти простые соотношения удобно применять тогда, когда длительность фронта зондирующего перепада невелика ($t_\Phi \ll \tau$, $t_\Phi \ll \sqrt{\varepsilon_0} t_0$) и когда мешающие отражения от разъемов, нагрузок и других неоднородностей не накладываются на отраженный сигнал и площадь под ним может быть подсчитана достаточно точно. Если эти условия не выполняются, то для определения параметров следует воспользоваться более универсальными и более сложными алгоритмами идентификации параметров.

2.6. Исследование объектов в свободном пространстве

В последнее время в связи с прогрессом в технике генерирования и регистрации импульсных сигналов стали расширяться различные применения видеоимпульсных сигналов для исследования объектов в свободном пространстве без использования направляющих систем. С помощью импульсов малой длительности решаются задачи обнаружения объектов в воздухе, под землей и в различных материалах, измерения координат различных объектов, определения свойств материалов и сред, формы объектов [20, 34].

Хотя при решении практических задач чаще для перечисленных целей применяют радиопульсные сигналы, спектральные плотности которых сосредоточиваются в наиболее подходящем диапазоне частот, в некоторых случаях более выгодно применение видеоимпульсных сигналов, особенно там, где ставятся сложные задачи исследования объекта в широком диапазоне частот или априорные сведения о спектральных характеристиках объекта скудны. При исследовании объектов в свободном пространстве приходится решать прямые задачи (определение параметров поля при облучении объекта заданным сигналом) и обратные задачи (определение свойств и формы объекта по рассеянному им полю). Рассмотрим некоторые уравнения и соотношения, применяемые при решении прямых и обратных задач для идеально проводящих тел в свободном пространстве.

Алгоритмы решения прямых задач можно разделить на численные и аналитические. Численные методы решения прямых задач обычно базируются на численных методах решения интегрального уравнения для электрического и магнитного полей или поверхностного тока. Рассмотрим вывод интегрального уравнения для поверхностного тока. Напряженность поля, создаваемого поверхностным током,

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) = \int_s \int_{-\infty}^t g(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t') \mathbf{i}_{\text{пов}}(\mathbf{r}', t') ds dt'.$$

Здесь $\mathbf{i}_{\text{пов}}(\mathbf{r}', t')$ — плотность поверхностного тока; $g(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t')$ — функция Грина для поверхностного тока, определяет напряженность магнитного поля, создаваемого δ -импульсом поверхностного тока $\delta(\mathbf{r}', t')$.

Полное поле является суммой внешнего и рассеянного полей

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t).$$

Учитывая, что поверхностный ток определяется векторным произведением внешней нормали \mathbf{n} к поверхности тела и напряженности магнитного поля $\mathbf{i}_{\text{пов}} = [\mathbf{n} \times \mathbf{H}]$, получаем интегральное уравнение для поверхностного тока [20]:

$$\begin{aligned} \oint_{\text{пов}}(\mathbf{r}, t) &= 2 [\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t)] + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \left[\mathbf{n} \times \int_s \left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{i}_{\text{пов}}(\mathbf{r}', \tau) + \mathbf{i}_{\text{пов}}(\mathbf{r}', \tau) \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right\} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} ds \right]_{\tau = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}}. \end{aligned} \quad (2.68)$$

В (2.68) знак \oint_s означает интеграл в смысле главного значения.

Для решения интегрального уравнения (2.68) применяют в основном два метода: моментов и дискретизации. В методе моментов поверхностный ток представляется в виде линейной комбинации базисных функций $\varphi_i(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{i}_{\text{пов}}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N \alpha_i \varphi_i(\mathbf{r}, t).$$

Вычисляя скалярные произведения правой и левой частей уравнения (2.68) на базисные функции, получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов α_i .

При анализе уравнения вторым методом, который можно рассматривать как модификацию первого, поверхность облучаемого тела разбивается на малые ячейки, в каждой из которых плотность тока считается постоянной. Эти плотности также определяются из системы линейных уравнений [20]. Заметим, что импульсные характеристики рассеивающих тел содержат сингулярности и их рассчитать не удастся. Вместо них получают сглаженные импульсные характеристики, полагая, что зависимость внешнего поля от времени определяется гауссовской функцией.

Хотя численные методы расчета рассеянных полей достаточно универсальны, но в тех случаях, когда можно воспользоваться аналитическими методами, предпочтение отдается им, так как они позволяют выявить характерные связи между объектом и откликом и, кроме того, они экономят машинное время и объем памяти.

Аналитические методы можно разделить на точные и приближенные. Точными методами рассчитывается рассеянное поле для немногих тел сравнительно простой геометрии: сферы, цилиндра, клина и др. Приближенные методы разделяют на высокочастотные и низкочастотные. Низкочастотное приближение, или приближение Релея, определяет отраженное поле в виде ряда по степеням p . При этом оказывается, что слагаемые, содержащие p в нулевой и первой степенях обращаются в нуль, а коэффициент при p^2 определяется объемом V тела:

$$E(p) = \frac{V}{\pi c^3} p^2 + O(p^3).$$

Таким образом, второй интеграл от импульсной характеристики, или установившееся значение отклика $r(t)$ на

линейно-нарастающее поле, связаны с объемом тела:

$$r(t) \Big|_{t \rightarrow \infty} = \int_0^\infty \int_0^t g(\xi) d\xi dt = \frac{V}{\pi c^3}.$$

Среди высокочастотных приближений наибольшее распространение получили метод физической оптики и модифицированный метод геометрической оптики, являющийся классическим методом геометрической оптики, дополненным геометрической теорией дифракции. В методе физической оптики задаются распределением токов на поверхности рассеивающего тела (приближение Кирхгофа). Для идеально проводящего тела полагают, что ток на «освещенной» поверхности определяется напряженностью магнитного поля падающей волны:

$$\mathbf{i}_{\text{пов}} = 2 [\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i]. \quad (2.69)$$

Ток в области «тени» в приближении Кирхгофа полагают равным нулю.

В методе геометрической оптики строятся лучи в направлениях распространения энергии электромагнитного поля. Эти лучи проводятся прямолинейно в свободном пространстве, они образуют одинаковый угол с падающим лучом при отражении от гладкой поверхности (отраженные лучи); лучи проводятся касательно к гладкой поверхности идеально проводящего тела («ползущие» волны) и также проводятся всевозможные лучи в плоскостях, перпендикулярных ребрам (изломам поверхности) тела (дифрагированные лучи). Напряженность электромагнитного поля в любой точке определяется суммой полей, связанных с падающим, отраженным и дифрагированными лучами, проведенными в эту точку.

Методы геометрической и физической оптики приближенные и дают различные погрешности. Погрешности метода физической оптики связаны с отклонением истинного распределения тока от предполагаемого (2.69), особенно в окрестности границы освещенной и теневой областей, и отсутствием учета «ползущих» волн, огибающих тело в теневой области. Метод геометрической оптики позволяет учесть «ползущие» волны, но он дает бесконечные значения в точках, расположенных на каустиках (на поверхностях, являющихся огибающими построенных лучей). Существуют различные модификации методов геометрической и физической оптики, позволяющие уменьшить эти погрешности [74].

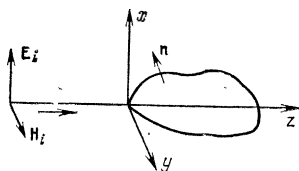


Рис. 2.17. Картина электромагнитного поля при облучении исследуемого объекта в свободном пространстве

Наиболее сложна для аналитических расчетов резонансная область, когда высокочастотные и низкочастотные приближения неприменимы. Однако эта область представляет существенный интерес, так как резонансные частоты несут существенную информацию об исследуемом объекте. В ряде работ [75] установлена связь рассеянного поля с частотами внутренних резонансов.

Рассмотрим некоторые подходы к обратной задаче — восстановлению формы рассеивающего тела. Строгое решение этой задачи для идеально проводящего тела основано на последовательном расчете суммарного поля внутри некоторой области и отыскании точек, в которых это поле обращается в нуль. Эта процедура сопряжена с большим объемом вычислений и дает погрешность при наличии шумов.

Простая связь между полями — прямым и отраженным в обратном направлении — получается, если воспользоваться приближением физической оптики, согласно которому ток на «освещенной» поверхности идеально проводящего тела определяется выражением (2.69). Полагаем, что объект облучается δ -импульсом электромагнитного поля

$$E(t)|_{z=0} = \delta(t)$$

и электрическое поле направлено вдоль оси x (рис. 2.17). Падающая волна (полагается плоской) распространяется в положительном направлении оси z . Комплексная амплитуда магнитного поля падающей волны определяется выражением

$$H_i = \sqrt{\epsilon_a / \mu_a} y_0 e^{-j k z}, \quad (2.70)$$

где $k = \omega/c$ — постоянная распространения.

Запишем выражение для комплексной амплитуды рассеянного электрического поля, создаваемого током $i_{\text{пов}}$. Составляющая, направленная вдоль оси x , подсчитывается по формуле

$$E_x(j\omega) = \frac{j\omega\mu_a}{4\pi r} e^{-jkr} \int_S i_x e^{-jkz} ds,$$

где r — расстояние от объекта до точки наблюдения. Подставляя в эту формулу выражение для тока (2.69) и учитывая выражение для магнитного поля падающей волны (2.70), получаем

$$E_x(j\omega) = -\frac{j\omega}{2\pi rc} e^{-jkr} \int_{s_{\text{осв}}} ([\mathbf{n} \times \mathbf{y}_0] \cdot \mathbf{x}_0) e^{-2j\mathbf{k}z} ds.$$

Выполняя умножение векторов, запишем

$$E_x(j\omega) = -\frac{j\omega}{2\pi rc} e^{-j\frac{\omega}{c}r} \int_0^l e^{-2j\omega\frac{z}{c}} \left(\frac{ds_z}{dz} \right) dz, \quad (2.71)$$

где s_z — проекция освещенной части поверхности, заключенной между плоскостями $z=0$ и z , на плоскость, перпендикулярную оси z . Переходя в (2.71) к функциям времени, получим

$$E(t) = \frac{-c}{8\pi r} \left. \frac{d^2 s}{dz^2} \right|_{z=ct/2}. \quad (2.72)$$

Это простое соотношение, полученное в [76], может быть использовано для восстановления формы тела по отраженному импульсному полю. Эксперименты показали, что формула (2.72), полученная для освещенной области, остается верной в некотором приближении и для теневой области [77]. Использование (2.72) приводит к простым алгоритмам для тел, обладающих осью симметрии и облучаемых вдоль этой оси. Для тел, у которых такая ось отсутствует, алгоритмы восстановления существенно усложняются [77].

Таким образом, рассмотренная задача зондирования в свободном пространстве и восстановления формы идеально проводящего тела, относительно простая из обратных задач, интересных для практики, все же достаточно сложна. Задачи восстановления формы и свойств диэлектрических тел и тел с потерями при зондировании в средах с потерями (например, под земной поверхностью) оказываются еще более сложными. Это заставляет отказываться от использования аналитических формул при решении обратных задач и использовать методы распознавания образов. Примеры решения некоторых обратных задач приведены в гл. 6.

2.7. Импульсные рефлектометры

Рассмотренные выше исследования объектов проводятся с помощью специализированных измерительных приборов — импульсных рефлектометров, упрощенная структур-

ная схема которых приведена на рис. 1.1, в. В качестве источника измерительных (зондирующих) сигналов, как правило, используется генератор перепада напряжения с фронтом пикосекундной длительности, или генератор пикосекундных видеоимпульсов, способы формирования которых рассмотрены в п. 2.7.3. Применение широкополосного стробоскопического преобразователя, который содержит смеситель, выполненный в виде устройства с распределенными параметрами, обусловлено высокими требованиями к разрешающей способности, точности измерений расстояний и чувствительности. В схеме осциллографической индикации предусмотрено устройство отсчета расстояний до выбранной на экране неоднородности (отраженного сигнала, соответствующего этой неоднородности) с помощью яркостных меток времени, перемещаемых по линии развертки на экране. В некоторых приборах это перемещение фиксируется на цифровом табло, где указывается расстояние или задержка. Задающий генератор, входящий в состав блока генератора зондирующего сигнала, синхронизирует работу всех узлов рефлектометра.

Взаимодействие блоков разверток и других узлов в рефлектометре аналогично их функционированию в стробоскопических широкополосных осциллографах [38]. Рассмотрим импульсные рефлектометры, выпускаемые промышленностью, и рефлектометрические установки, скомпонованные из выпускаемых промышленностью или экспериментальных измерительных приборов — генераторов пикосекундных импульсов и стробоскопических осциллографов.

2.7.1. Специализированные рефлектометрические приборы

Промышленность выпускает импульсные рефлектометры двух типов пикосекундного диапазона: Р5-11 и СК7-18 [64]. Основные технические характеристики их приведены в табл. 2.2. Аналогичны технические характеристики зарубежных приборов: модели 1815А (сменный блок импульсного рефлектометра к осциллографам серии 180) фирмы Хьюлетт-Паккард (США) и модели 7S12 (сменный блок к осциллографам серии 7000) фирмы Тектроникс (США). Особенности указанных отечественных приборов следующие.

Прибор СК7-18: высокая пространственная разрешающая способность (10 мм в линиях с воздушным заполнением и около 3 мм в линиях с твердым диэлектриком), высокая стабильность изображения рефлектограммы;

Таблица 2.2

Основные характеристики	P5-11	СК7-18
Входное сопротивление, Ом	50	50
Пространственная разрешающая способность, (в воздухе), см	2	1
Диапазон измеряемых расстояний, м	0,1—200	0—750
Погрешность измерения расстояний, %	± 2	± 3
Диапазон измеряемых коэффициентов отражения, %	0,1—100	0,5—100
Погрешность измерения отражений, %	± 5	± 5
Габаритные размеры, мм	180×308×430	480×203×640
Масса, кг	13	25

высокая точность отсчета расстояний до неоднородностей; цифровой отсчет расстояний, позволяющий оперативно определять местонахождение неоднородности;

наличие режима детального исследования выбранной неоднородности, в котором за счет замедления процесса стробирования обеспечиваются подавление шумов, расширение полосы пропускания и, как следствие этого, улучшение амплитудной и пространственной разрешающей способности;

универсальность прибора, возможность его работы также в режимах стробоскопического осциллографа (с полосой пропускания 10 ГГц) и измерителя переходных характеристик различных радиоустройств нано- и пикосекундного диапазонов длительностей.

Прибор P5-11: возможность эксплуатации прибора в жестких климатических условиях (при температуре $+5 \dots +40^\circ\text{C}$, относительной влажности до 95% при $+30^\circ\text{C}$), портативность прибора, малые габаритные размеры и масса;

наличие защиты от низкочастотных помех, которые могут быть в длинных линиях передачи;

возможность непосредственного измерения расстояний до неоднородностей в линиях с диэлектрическим заполнением, если коэффициент укорочения волны не больше 2;

возможность плавной установки коэффициента укорочения без дополнительной калибровки прибора; наличие встроенного калибратора;

наличие аналогового выхода для подключения самопишущего прибора или цифрорпечатающего вольтметра, поз-

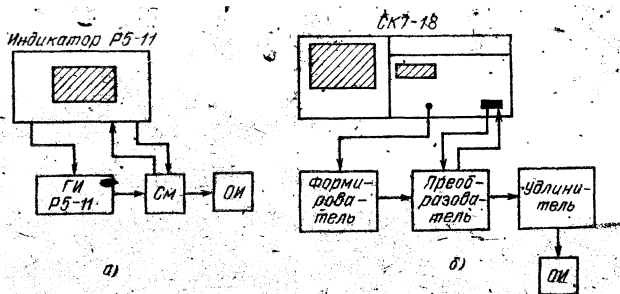


Рис. 2.18. Схемы включения рефлектометров Р5-11 (а) и СК7-18 (б)

воляющее документировать рефлектограммы или при необходимости преобразовывать их в цифровые данные для последующей обработки на ЭВМ;

питание прибора от сети как переменного, так и постоянного тока.

Специализированные рефлектометры очень удобны из-за наличия сквозного входного устройства смесителя, выполняемого обычно в виде самостоятельной головки, связанной кабелем с базовым прибором. Это позволяет подключать прибор к измеряемому объекту, находящемуся на некотором удалении в труднодоступном или неудобном месте. Конструкция смесителя «на проход» способствует хорошему согласованию тракта и высокой чувствительности прибора или установки. Подключение рефлектометров к исследуемым устройствам показано на рис. 2.18.

2.7.2. Рефлектометрические установки на базе отдельных приборов

Для использования в рефлектометрических исследованиях можно рекомендовать следующие сочетания промышленных измерительных приборов:

генератор перепада Я4С-20А и стробоскопический осциллограф С7-13 (с блоками 13ПС-1 и 13РС-1) (рис. 2.19, а);

формирователь перепада напряжения И1-12 и универсальный осциллограф (со стробоскопическим сменным блоком) С1-91/3 (рис. 2.19, б).

Расстояния в этих случаях следует определять по формуле $l = vt_{\text{инт}}/2$, где $v = c/\sqrt{\epsilon}$, c — скорость света, ϵ — диэлектрическая проницаемость материала заполнения исследуемой линии; $t_{\text{инт}}$ — длительность временного интер-

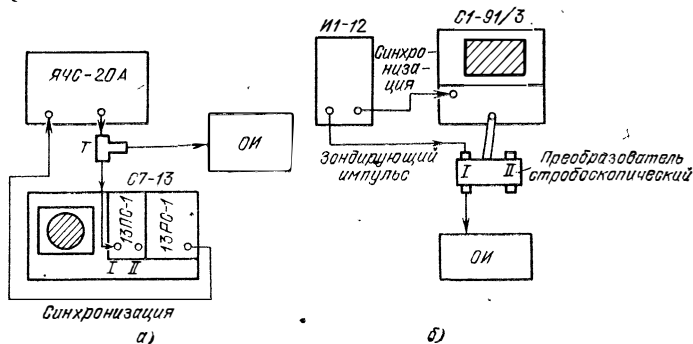


Рис. 2.19. Схемы включения промышленных приборов в рефлектометрической установке:

а — на базе генератора перепадов ЯЧС-20А и осциллографа С7-13; б — на базе генератора И1-12 и осциллографа С1-91/3

вала между фронтом зондирующего сигнала и сигналом, отраженным от интересующей неоднородности.

Параметры приборов (длительность фронта и полоса пропускания) обеспечивают временное разрешение порядка 70—150 пс. Коэффициенты отражений при этом определяют по отношению амплитуд отраженных и падающих сигналов, непосредственно на экране ЭЛТ (в пределах 0,01—1).

Интересные результаты были получены при сочетании генератора зондирующего перепада с дискретным стробоскопическим преобразователем [44], построенным на базе дискриминатора мгновенных значений (рис. 2.20). Зондирующий сигнал поступает на дискриминатор и исследуемый объект. Кроме того, на дискриминатор подаются стробирующие импульсы и напряжение обратной связи. В момент стробирования мгновенное значение выходного сигнала

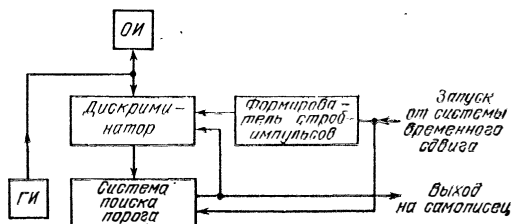


Рис. 2.20. Структурная схема импульсного рефлектометра на базе дискриминатора мгновенных значений

сравнивается с напряжением обратной связи. Сигнал ошибки, возникающий при этом, постепенно, в течение нескольких периодов повторения обрабатывается в системе. Сдвиг стробирующих импульсов относительно повторяющегося исследуемого сигнала обеспечивает «просмотр» интересующего участка сигнала в заданном временном окне. Такая рефлектометрическая установка имеет уникальную чувствительность (до 10 мкВ) и обеспечивает измерение неоднородностей в линии передачи с коэффициентами отражения порядка 0,001 (при длительности фронта зондирующего перепада 100 пс).

2.7.3. Способы формирования измерительных (зондирующих) сигналов импульсных рефлектометров

Большинство существующих способов формирования измерительных сигналов пикосекундного диапазона длительностей для импульсных рефлектометров основано на использовании современных быстродействующих полупроводниковых переключающих элементов — туннельных диодов, лавинных транзисторов, диодов с накоплением заряда (ДНЗ), в которых скорость переключения определяется внутренними процессами в элементе. В качестве зондирующего сигнала широко применяются импульсы с крутым фронтом и плоской вершиной (типа перепада напряжения). Поэтому целесообразно характеризовать и сравнивать между собой различные формирующие элементы по длительности фронта формируемого перепада и по амплитуде перепада (табл. 2.3).

Формирование пикосекундных видеоимпульсов из соответствующего перепада напряжения обычно не составляет проблемы и обеспечивается известными способами короткозамкнутого отрезка, дифференцирования, возбуждения замкнутых формирующих систем [37].

Т а б л и ц а 2.3

Формирующий элемент	Длительность фронта, пс	Амплитуда перепада, В
Туннельный диод	20	0,2
Лавинный транзистор (специального типа)	150	50—70
Диод с накоплением заряда	50	10
Формирующая линия «ударной волны» на полупроводниковых элементах	50	10—50

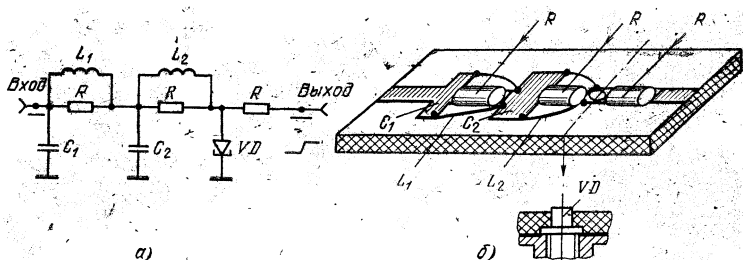


Рис. 2.21. Формирователь перепада напряжения на туннельном диоде:

а — принципиальная схема; б — конструкция (значения элементов схемы: $R = \sqrt{L_1/C_1}$; $\tau_1 = RC_1 = 50$ пс, $\tau_2 = RC_2 = 100$ пс при $R = 50$ Ом, $C_1 = 1$ пФ, $C_2 = 2$ пФ; $L_1 = 2,5$ нГн; $L_2 = 5$ нГн)

Наибольшее распространение в импульсной рефлектометрии получил способ формирования зондирующего перепада устройствами на туннельном диоде. Немаловажное значение при этом имело не только наибольшее потенциальное быстродействие туннельного диода, обеспечивающее наилучшую временную и пространственную разрешающую способность, но и амплитуда перепада (не более 200 мВ), гарантирующая сохранение линейного режима работы исследуемого объекта. Схема формирования исключительно проста (рис. 2.21, а). Основное внимание при проектировании следует уделять временной стабильности формируемого перепада. Запуск схемы должен осуществляться импульсами с фронтом длительностью менее 1 нс. Существенное значение имеет конструкция формирователя (рис. 2.21, б). Чтобы исключить влияние отраженных сигналов на процесс переключения туннельного диода при формировании перепада, необходимо развязывающее устройство между формирователем и нагрузкой. В качестве такого устройства может служить отрезок обычной коаксиальной линии с электрической длиной, в несколько раз превышающей длительность фронта перепада.

Рассмотрим схему формирователя на лавинном транзисторе (рис. 2.22), которая применяется в тех случаях, когда требуется относительно большая амплитуда зондирующего сигнала (например, чтобы скомпенсировать затухание сигнала в исследуемой линии). В приведенной схеме не обеспечивается формирование плоской вершины импульса — по мере заряда конденсатора C напряжение на вершине спадает по экспоненциальному закону. Поэтому ее целесооб-

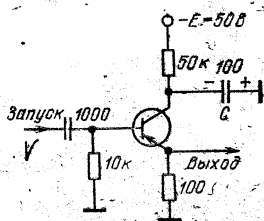


Рис. 2.22. Схема формирователя на лавинном транзисторе

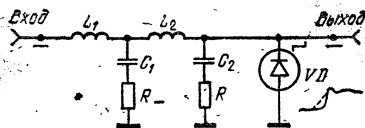


Рис. 2.23. Схема формирователя на ДНЗ:

Расчет элементов производится с помощью соотношений:
 $R = L/C$; $\tau_1 = RC_1 = 200$ пс, $\tau_2 = RC_2 = 100$ пс при $R = 50$ Ом, $C_1 = 4$ пФ, $C_2 = 2$ пФ; $L_1 = 10$ нГн; $L_2 = 5$ нГн

разно использовать для предварительного формирования фронта зондирующего сигнала с последующим формированием кратковременного импульса. Временная стабильность выходного импульса здесь хуже, чем в схеме на туннельном диоде, и «размыв» изображения импульса может составить десятки пикосекунд.

Перспективно применение формирователя перепада на ДНЗ (рис. 2.23). Процессы формирования крутого перепада напряжения в такой схеме достаточно изучены и подробно описаны в [78]. Для обеспечения формирования перепада с фронтом длительностью 50—100 пс необходимо предварительное формирование запирающего ДНЗ импульсного напряжения. Длительность фронта этого запирающего импульса должна быть в пределах длительности первой фазы восстановления обратного сопротивления диода, что практически составляет 1—2 пс. В табл. 2.4 приведены технические характеристики наиболее часто употребляемых отечественных ДНЗ.

Следует отметить еще один способ формирования пикосекундных импульсов для использования в качестве измерительных в различных рефлектометрических установках и приборах — формирование крутых перепадов с использованием ударных электромагнитных волн в линиях передачи с полупроводниковыми диодами [37]. Нелинейные полупроводниковые элементы в линии обеспечивают «обострение» фронта волны по мере движения ее вдоль линии. Минимальное значение длительности фронта на выходе ограничивается потерями в высокочастотной области спектра. Экспериментальные результаты показывают возможность формирования импульсов с фронтом длительностью менее 100 пс при амплитуде перепада в десятки вольт. Конструктивно формирователь представляет подложку из высокочастотного ди-

Таблица 2.4

Тип ДНЗ	Эффективное время жизни неравновесных носителей заряда, нс	Время отклю- чения, пс
КД503	4	300—500
1А401	40	100—300
КД524А, Б	25	150
КД524В	25	100
2Д528А, Б	10	50—80

электрического материала, на которой размещена линейка из 25—30 соединенных между собой тонкой проволокой полупроводниковых кристаллов. Габаритные размеры устройства (например, $18 \times 55 \times 15$ мм) обеспечивают размещение его в формирующей головке импульсного рефлектометра. В качестве нелинейных элементов используются, например, параметрические диоды типа КА606Б. Основные проблемы применения таких формирователей связаны с технологическими трудностями и вопросами организации их производства.

Глава 3

Радиоимпульсные методы исследования волновых систем

3.1. Особенности радиоимпульсного метода измерения параметров объектов в волноводных системах

Как было показано в гл. 1, удобными физическими моделями объектов в волновых системах являются включенные тем или иным образом отрезки линий передачи. Простейшей моделью является скачок волнового сопротивления ΔW в сечении l однородной линии. В гл. 2 показано, что сигнал, отраженный от такого объекта, $u_0(t)$ имеет форму, совпадающую с зондирующим $u_3(t)$:

$$u_0(t) = \frac{\Delta W}{2W} u_3\left(t - \frac{2l}{v}\right).$$

Характерной чертой объекта в виде реактивной неоднородности в линии передачи является накопление и последующее излучение части энергии зондирующего сигнала. Сигнал, излучаемый такой неоднородностью в направлении источника, будет иметь в первом приближении вид

$$u_0(t) \simeq \tau \frac{d}{dt} u_3 \left(t - \frac{2l}{v} \right),$$

если пренебречь отражениями выше третьей кратности на границах кусочно-однородного участка, что можно сделать, когда $u_0(t) \ll \frac{du_3}{dt} \tau$, где $\tau = -\Delta W \Delta l / W p$ — эквивалентная постоянная времени неоднородности.

Можно показать [79], что потенциальная точность измерения параметров отраженного сигнала определяется отношением его энергии E либо энергии E_1 , определяемой через производную от сигнала, к спектральной плотности шума на входе измерителя N_0 .

При «заполнении» видеоимпульса гармоническими колебаниями с частотой ω_0 его энергия уменьшается в 2 раза, а энергия производных резко возрастает (например, для первой производной и треугольного импульса в $(\omega_0 t_n)^2/3$ раз). Соответственно улучшается потенциальная точность измерения параметров реактивных неоднородностей — наиболее распространенных объектов в волновых системах. Так как спектральная плотность шума N_0 на входе измерительного устройства не может быть уменьшена простыми средствами, то для повышения точности измерений обычно увеличивают энергию отраженного сигнала. Для видеоимпульсов это проще всего сделать при помощи накопления результатов измерения отраженного сигнала; при зондировании радиоимпульсами можно просто увеличить мощность зондирующего сигнала, так как существуют средства защиты входа измерителя от перегрузки мощным зондирующим радиоимпульсом.

Предел повышения точности измерений в обоих случаях обусловлен наличием на входе волновой системы фона рассеянного обратного излучения, созданного неразрешимыми по времени запаздывания сигналами, отраженными от случайных неоднородностей. При зондировании объекта с эквивалентной постоянной τ_x в линии передачи со случайными неоднородностями перепадом напряжения отношение сигнал-помеха

$$q_1 = \frac{u_c}{\sigma_{\pi}} \simeq \frac{|\tau_x|}{\tau_c} \frac{1}{\sqrt{M \Delta l}}.$$

где τ_c — средняя величина постоянной времени случайных неоднородностей; M — среднее число неоднородностей на единицу длины; Δl — разрешающая пространственная способность рефлектометра. Характерно, что в этом случае отношение сигнал-помеха не зависит от чувствительности приемника и мощности зондирующего сигнала (т. е. от потенциала рефлектометра). Эта оценка остается справедливой для радиорефлектометра при линейном детектировании огибающей отраженных сигналов; при квадратичном детектировании отношение сигнал-помеха оказывается близким к q_1^2 .

Для радиорефлектометров параметр $M\Delta l$ обычно больше, чем для рефлектометров с видеоимпульсом; поэтому для них более вероятно ограничение чувствительности фоном отражений от неразрешенных неоднородностей, а не флуктуационными помехами стробоскопических преобразователей. В этом случае рост потенциала рефлектометра перестает улучшать его разрешающую способность.

Сигналы с высокочастотным заполнением имеют спектр, сосредоточенный в области около несущей частоты, что позволяет распространить импульсные методы исследования параметров на объекты, находящиеся в направляющих устройствах более общего вида, чем коаксиальные или полосковые линии с Т-волнами.

В современной физике и технике широкое применение находят линии передачи сигналов СВЧ в виде труб (волноводов) с одно- и многомодовой структурой волн, направляющие структуры в виде диэлектрических стержней и волокон или в виде систем апертурных или вибраторных антенн. Эти устройства предназначены для передачи сигналов со спектром шириной 5—10% от несущей частоты, вполне достаточным для передачи локализованных в пространстве сигналов, что позволяет распространить на такие системы методы импульсной рефлектометрии.

Для исследования свойств многих устройств СВЧ диапазона нет необходимости измерять мгновенные значения сигнала; при относительной полосе частот 5—10% вполне точные результаты дает «метод огибающих». Использование этого метода оправдывается еще и тем, что огибающая является «наблюдаемой» характеристикой СВЧ сигналов. Для ее измерения можно использовать относительно доступные узкополосные осциллографы с детекторными преобразователями, включенными на входе. Однако неаддитивность сложения огибающих радиочастотных сигналов не позволяет использовать соотношения типа свертки, что мо-

жет затруднять расчет реакций на радиоимпульс сложных неоднородностей радиочастотных линий передачи. Огибающая производной от радиоимпульса близка к огибающей исходного сигнала. Поэтому огибающая $u_{m0}(t)$ сигнала, отраженного от совокупности достаточно удаленных друг от друга реактивных неоднородностей, очень близка по форме к сигналу, отраженному от скачков волнового сопротивления:

$$u_{m0}(t) = \sum_i u_{m3} \left(t - \frac{2l_i}{v} \right) \omega_0 \tau_i.$$

Численные расчеты показывают, что это соотношение верно с точностью до 3—5% для колоколообразных сигналов, содержащих больше 5—10 периодов заполнения, и для модуля коэффициента отражения от неоднородности, не превышающего 0,2—0,3.

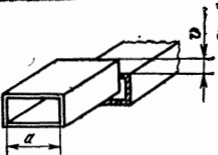
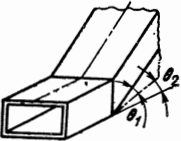
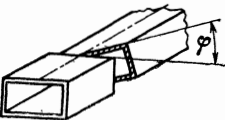
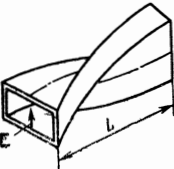
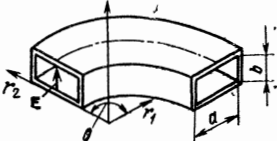
Направляющие системы вызывают искажения радиоимпульсных сигналов за счет различия фазовой скорости распространения их спектральных компонент. При этом длительность импульса возрастает; однако энергетический спектр сигнала при фазовых искажениях не меняется, что делает возможной коррекцию искажений этого типа при помощи аналоговых или цифровых корректоров. Дисперсионные искажения необходимо учитывать при обработке рефлектограмм — при измерении коэффициентов отражения и местоположения объектов. Подробнее дисперсионные искажения сигналов, возникающие за счет особенностей характеристик направляющих систем, анализируются в § 3.4.

Дисперсия, обусловленная свойствами материалов, т. е. возникающая вследствие влияния спектральных характеристик диэлектрических и магнитных материалов, играет малую роль в большинстве случаев применения радиочастотных импульсных систем. Дело в том, что зависимость от частоты ϵ и μ наиболее заметна вблизи линий поглощения, т. е. в частотных зонах, мало пригодных для решения задач радиоимпульсного измерения параметров объектов.

3.2. Параметры объектов в волноводных линиях передачи

Наиболее распространенным типом исследуемых объектов в СВЧ линии передачи являются неоднородности в местах соединения монтажных секций линии. В диапазоне 8—12 ГГц для широко применяемого прямоугольного вол-

Таблица 3.1. Неоднородности волноводных линий передачи

Неоднородность	Коэффициент отражения
	$\approx 0,3 \, v/a$
	$\sim 10^{-3} \, \theta_2 \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ град}$
	$\sim 3 \cdot 10^{-3} \, \varphi, \text{ град}$
	$\sim 0,1, \, L > \lambda$
	$\sim 0,1, \, r_{cp}/a = 1,1$

новода с волной H_{10} модуль коэффициента отражения от хорошо выполненного стыка с пружинной прокладкой составляет $(1-3) \cdot 10^{-3}$ и без прокладки $(3-7) \cdot 10^{-3}$ [80].

В табл. 3.1 приведены некоторые данные о конструктивных неоднородностях волноводных линий 3-сантиметрового диапазона сечения 23×10 мм. Коэффициент отражения типовых неоднородностей в трактах 10-сантиметрового диа-

пазона 0,5—2,0%, что можно принять верхней оценкой качества согласования элементов волноводных линий широкого применения.

Результирующий коэффициент отражения во входном сечении линии передачи, измеренный в стационарном режиме, существенно зависит от фазовых характеристик неоднородностей. Входной коэффициент отражения (или КСВ) является нормируемой характеристикой линии, определяющей ее пригодность для практических целей, поэтому важно получить его оценку по данным рефлектометрических измерений.

Можно показать [81], что если $\tau < 0,15$:

$$\dot{\tau} = \sum_n |\Gamma_n|^2,$$

где $|\Gamma_n|$ — модули локальных коэффициентов отражения от неоднородностей, то входной коэффициент отражения $|\Gamma_{вх}|$ будет распределен по закону Рэлея с плотностью вероятности $W(|\Gamma_{вх}|)$:

$$W(|\Gamma_{вх}|) = \frac{2|\Gamma_{вх}|}{\tau} \exp\left(-\frac{|\Gamma_{вх}|^2}{\tau}\right).$$

При $\tau \geq 0,2$ распределение сильно отличается от закона Рэлея, так как становятся значимыми такие реализации фаз локальных коэффициентов отражения, при которых входной коэффициент отражения линии будет равен единице (без учета ее потерь). На рис. 3.1 приведены графики распределения плотности вероятности входного коэффициента отражения. Если неоднородности имеют «плавный» характер, что типично для коаксиальных линий со случайно изменяющимся волновым сопротивлением или волноводов, собранных из секций с несколько отличными сечениями, то параметр τ для волновода длиной l будет равен $\tau = 4R\gamma_0^2 \langle W^2 \rangle l$, где R — интервал корреляции неоднородностей; γ_0 — постоянная распространения; $\langle W^2 \rangle$ — дисперсия относительного изменения волнового сопротивления. Если $\tau < 0,2$, то модуль входного коэффициента отражения для числа неоднородностей $n = 10$ можно оценить по формуле

$$|\Gamma_{вх}|^2 \leq X^2 \frac{1}{2} \sum_n |\Gamma_n|^2,$$

где X — коэффициент, определяемый по допустимой вероятности $1 - F(X)$ превышения входным коэффициентом

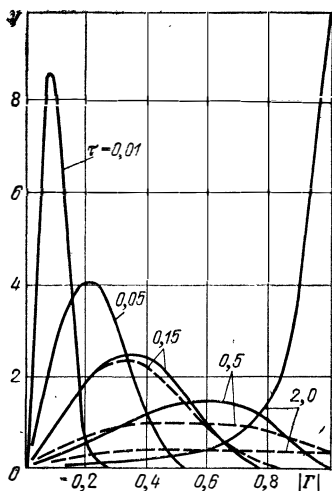


Рис. 3.1. Распределение плотности вероятности входного коэффициента отражения при различных значениях τ (— — — закон Рэлея)

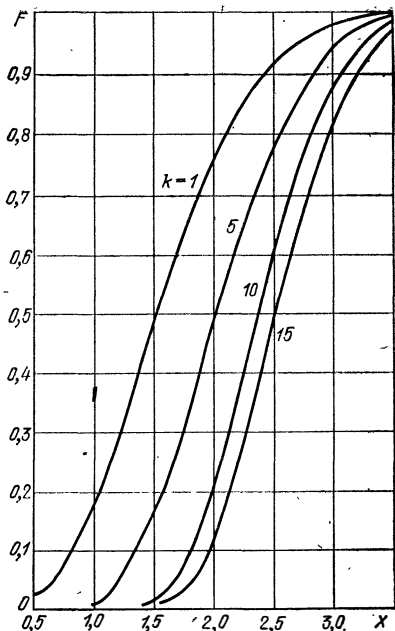


Рис. 3.2. График функции $F(X)$ к определению коэффициента отражения линии с многими неоднородностями

отражения значения $|\Gamma_{вх}|$ и не зависящий при $n \geq 10$ от числа неоднородностей.

Эта формула пригодна для оценки возможного максимального коэффициента отражения для фиксированной частоты. При изменении частоты СВЧ колебаний новые значения входного коэффициента отражения будут статистически независимы от прежних. Поэтому событие, заключающееся в том, что $|\Gamma_{вх}|$ будет меньше заданного значения на нескольких частотах, будет менее вероятным, чем то же событие на одной частоте.

На рис. 3.2 приведены графики $F(X) = (1 - e^{X^2/2})^{k+1}$ для различного числа степени свободы

$$k = 2 \frac{\Delta f}{f_0} \frac{l}{\lambda_{в.ср}} \left(\frac{\lambda_{в.ср}}{\lambda_{ср}} \right)^2,$$

где Δf — ширина полосы; f_0 — несущая частота; l — длина волновода; $\lambda_{в.ср}$ — средняя длина волны в волноводе; $\lambda_{ср}$ — длина волны в свободном пространстве.

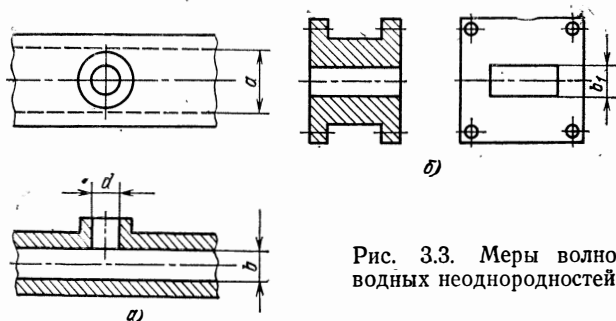


Рис. 3.3. Меры волноводных неоднородностей

Если $k > n$, то для числа частот $k - n$ значения $|\Gamma_{вх}|$ будут зависимы от n первых значений и число степеней свободы нужно выбрать равным n . При $20 \leq k \leq 100$ и $n \sim 15 - 30$ можно считать с хорошим приближением, что в диапазоне частот

$$|\Gamma_{вх}| \leq (0,4 - 0,6) \sum_n |\Gamma_m|$$

и для фиксированной частоты.

$$|\Gamma_{вх}| \leq (0,3 - 0,5) \sum_n |\Gamma_n|$$

В заключение рассмотрим эталонные неоднородности с рассчитываемым по геометрическим размерам коэффициентом отражения Γ . Они должны иметь минимальную частотную зависимость коэффициента отражения, иметь возможность «выключаться» из тракта и легко изготавливаться на стандартном механическом оборудовании.

На рис. 3.3, а показана мера коэффициента отражения для прямоугольного волновода с волной H_{10} в виде запердеального круглого волновода, соединенного с широкой стенкой прямоугольного. Отверстие может закрываться точно подогнанной пробкой, что позволяет «отключать» меру без перестыковки волноводов.

Коэффициент отражения от этой неоднородности [82]

$$|\Gamma| = \frac{\pi d^3 [1 + 0,5 (\lambda_B/\lambda)^2]}{6 \lambda_B a b}$$

Недостатком этой меры является сильная частотная зависимость коэффициента отражения: $|\Gamma|$ изменяется пропорционально частоте.

Второй вариант меры отражения в виде короткого отрезка волновода (рис. 3.3, б) уменьшенной высоты нельзя «выключить» из волновода; однако он имеет слабую частотную зависимость в диапазоне волновода. Для этой меры справедливо соотношение

$$\left(\frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \right)^{0,511} = \frac{b}{b_1},$$

где b — номинальная высота волновода. При точности изготовления $\pm 0,01$ мм в волноводе 23×10 мм и КСВН-1,5 погрешность воспроизведения КСВ составляет 0,2%.

3.3. Радиоимпульсные рефлектометры

Радиоимпульсная рефлектометрия (РИР) возникла вместе с радиолокацией, и первым «радиорефлектометром» является импульсный радиолокатор, разработанный и установленный под руководством Ю. Б. Кобзарева под Ленинградом в конце 30-х годов. При его разработке четко проявились достоинства временных методов измерений — наглядное отображение распределения отражающих объектов в пространстве; простота селекции интересующих оператора объектов по времени запаздывания отраженных сигналов; возможность одновременного измерения параметров многих отражающих объектов, расположенных в различных точках линии передачи. В 1953 г. появилась публикация, в которой была описана методика исследования многомодового «сверхразмерного» волновода при помощи радиоимпульса длительностью 10^{-7} с. В дальнейшем эксперименты по «внутренней радиолокации» были повторены. В [4] описано радиолокационное устройство, использующее сигналы длительностью менее 10^{-8} с. Интересные данные по методике применения РИР для исследования коаксиальных линий передачи телевизионных станций были опубликованы в работе Ю. А. Рябина [83]. Первый этап развития РИР завершили работы А. Б. Догадкина и А. С. Владимиров. Под руководством академика В. А. Котельникова А. Б. Догадкин разработал установку, обеспечившую в 3-сантиметровом диапазоне пространственное разрешение около 1 м при динамическом диапазоне 100 дБ [3].

В дальнейшем РИР удалось несколько упростить за счет использования широкополосных стробоскопических осциллографов, позволивших непосредственно наблюдать отраженные СВЧ сигналы. Для этого поколения РИР типичен прибор, описанный в [84]. Источник зондирующего сиг-

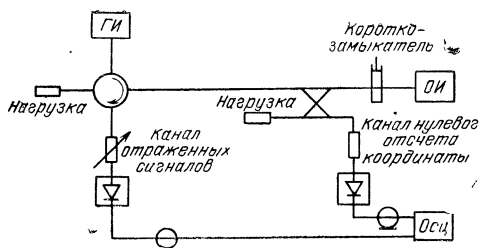


Рис. 3.4. Функциональная схема рефлектометра

нала этого рефлектометра выполнен на двух ЛБВ; отраженные сигналы наблюдаются непосредственно после детектирования. Такой рефлектометр (рис. 3.4) может обнаруживать стыки волноводных секций, что необходимо для точной привязки места положения отражающих объектов.

Благоприятным фактором, стимулировавшим дальнейшее развитие техники РИР, явилось появление полупроводниковых СВЧ генераторов средней мощности, что позволило конструировать малогабаритные и экономичные источники СВЧ импульсов. Во всем сантиметровом и большей части миллиметрового диапазона достигнут уровень мощности, достаточный для решения большинства задач РИР.

Наибольшую мощность имеют лавинно-пролетные диоды (ЛПД). Однако при построении транзисторных схем импульсных модуляторов для генераторов на ЛПД возникают трудности, так как они требуют для модуляции импульсы наносекундной длительности с амплитудой в 50—100В и более.

Несколько меньшие мощности обеспечивают генераторы с активными элементами на диодах Ганна. Генераторы с диодами Ганна модулируются относительно низковольтными сильноточными импульсами, что облегчает построение полупроводниковых наносекундных модуляторов; в них могут использоваться низкодобротные колебательные системы, что облегчает получение кратковременных радиоимпульсных сигналов. Эти генераторы легко перестраиваются в широком диапазоне частот (до октавы) при помощи механических или электрических методов настройки.

Рассмотрим некоторые типы современных радиоимпульсных рефлектометров. В [85] описан радиорефлектометр без СВЧ электровакуумных устройств. В радиорефлектометре был использован генератор импульсов на диоде Ганна мощностью около 3 Вт на несущей частоте 6,2 или 6,5 ГГц. От-

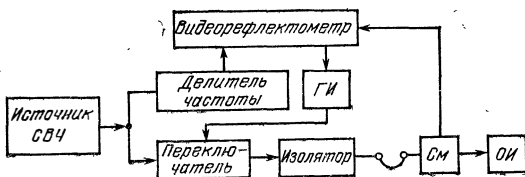


Рис. 3.5. Функциональная схема рефлектометра

раженные сигналы через циркулятор поступали на вход стробоскопического осциллографа. Этот прибор позволял обнаруживать неоднородности с коэффициентом отражения порядка $5 \cdot 10^{-4}$.

Похожий по конструкции прибор с генератором зондирующих импульсов на маломощном диоде Ганна описан в [47]. Этот прибор работает в диапазоне частот 7—11 ГГц при динамическом диапазоне около 40 дБ.

При рефлектометрических измерениях, связанных с разработкой СВЧ конструкций, большое значение имеет возможность перестройки несущей частоты зондирующего сигнала в широком диапазоне частот, что позволяет оценивать отражающий объект по частотной характеристике модуля коэффициента отражения (рис. 3.5) [169]. Зондирующие радиоимпульсы длительностью 2—200 нс и мощностью около 70 мВт получаются при помощи быстродействующего сверхширокополосного модулятора на $p-i-n$ -диоде из непрерывного сигнала внешнего генератора гармонических колебаний с частотой 1—18 ГГц. Отраженные сигналы могут непосредственно наблюдаться на широкополосном осциллографе, что обеспечивает динамический диапазон порядка 40 дБ, вполне достаточный, например, для измерения параметров элементов антенного тракта РЛС.

В литературе описан интересный вариант импульсного рефлектометра с зондирующим сигналом в виде радиоимпульса большой длительности с крутым фронтом [86]. При этом отраженные сигналы многократно накладываются один на другой, что в принципе позволяет измерить их модули и фазы. Конечный результат рефлектометрических измерений представляет собой совокупность двух-трех параметров отраженного сигнала (амплитуда, положение центра тяжести, фаза заполнения), в то время как на осциллографе измеряются сотни отсчетов мгновенных значений сигнала. Поэтому оптимизация методики измерений параметров неоднородностей может обеспечить значительный энергетический выигрыш.

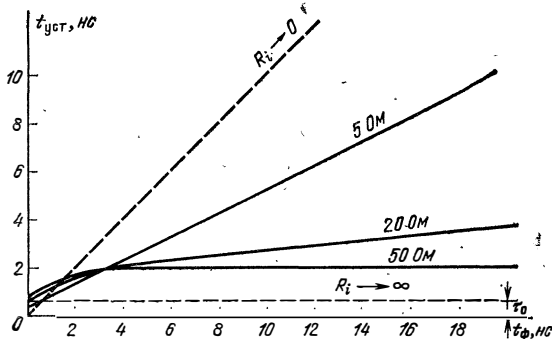


Рис. 3.6. Время установления рабочей точки для различных сопротивлений источника питания ($U_{\text{пор}} - U_{\text{раб}} = 10 \text{ В}$)

Если рефлектограмма имеет вид суммы неперекрывающихся сигналов

$$u_o(t) = \sum_n |\Gamma_n| s(t - \tau_n),$$

то для определения вектора параметров отраженного сигнала Γ_n , τ_n оптимальной измерительной операцией является формирование корреляционного интеграла. В этом случае основное уравнение измерений

$$\Gamma(\tau) = \Gamma\left(\frac{2l}{v_{\text{ср}}}\right) = \frac{\int_T u_o(t) s(t - \tau) dt}{\int_T s^2(t) dt},$$

где Γ — локальный коэффициент отражения; s — опорный сигнал; $u_o(t)$ — отраженная волна на входе линии передачи; T — время накопления сигнала. При фиксированной энергии сигнала эта оценка имеет минимальную дисперсию $\sigma_{\Gamma}^2 = N_0/2E$, где N_0 — спектральная плотность мощности шума, пересчитанного ко входу измерителя; E — энергия зондирующего сигнала. Разрешающая способность по координате определяется интервалом корреляции зондирующего сигнала.

Наибольшие трудности при разработке функциональной схемы оптимального измерителя возникают при реализации задержки зондирующего сигнала для формирования когерентного сигнала опорного напряжения. В аналоговом виде эта операция была реализована в корреляционном рефлектометре [87], где в качестве задержки использовался

волновод с перемещающимся отражателем. Механическая перестройка задержки обусловила малую длину измеряемого участка линии. В качестве источника зондирующего сигнала был использован генератор сигнала с линейной частотной модуляцией. Была получена точность измерения модуля $|\Gamma|$ в 3%, фазы 3° ; измерялись $|\Gamma| > 10^{-4}$.

Современное развитие техники СВЧ позволяет задерживать СВЧ сигналы при помощи линий задержки со спиновыми волнами в ферритовых намагниченных пленках. Одновременно с временем задержки можно изменять дисперсионные свойства такой линии, в соответствии с дисперсией волноводной линии определенной длины, что позволяет компенсировать дисперсионные искажения зондирующего сигнала.

Задержка опорного сигнала может быть просто реализована для импульсных сигналов, фаза которых может быть получена зафиксированной по отношению к видеоимпульсам запуска. В этом случае опорный сигнал формируется независимым генератором, а задержка видеоимпульса запуска может быть осуществлена простыми средствами. Схема корреляционного импульсного рефлектометра может содержать два квадратурных канала для усреднения фазы отраженного сигнала и дисперсионную линию для компенсации составляющей фазового сдвига волновода, нелинейно зависящей от частоты. Перемножители сигналов СВЧ диапазона реализуются в виде балансных смесителей; фазовращатель на $\pi/2$ представляет направленный полосковый ответвитель; остальные элементы функциональной схемы могут иметь узкую полосу пропускания. Для такого прибора не нужны широкополосные индикаторные устройства, что позволяет намного сократить его массу, габаритные размеры и стоимость.

Довольно большое распространение получили корреляционные рефлектометры с линейной частотной модуляцией и усреднением корреляционного произведения зондирующего и отраженного сигналов на промежуточных частотах, что позволяет построить многоканальную схему коррелометра без аналоговой линии задержки.

Схема такого коррелометра содержит перемножитель зондирующего и отраженного сигналов и систему фильтров, настроенных на частоты F_l [88], $F_l = k(f) 2l/v_\phi(f)$, где l — расстояние до неоднородности; v_ϕ — фазовая скорость; $k(f)$ — скорость перестройки частоты, которая должна выбираться такой, чтобы отношение $k(f)/v_\phi(f)$ оставалось постоянным. Сигнал, отраженный с расстояния

l , может пройти только через фильтр, настроенный на частоту F_l . Если постоянная времени фильтра достаточна для интегрирования сигнала за весь период модуляции, то при наличии в линии единственного объекта закон распределения амплитуды напряжения на выходе фильтра к концу периода частотной модуляции с девиацией $\Delta\omega$ со средней частотой ω_0 будет иметь вид

$$u_m(l) = a |\Gamma(l)| \frac{\sin \left[(l-l_0) \frac{\Delta\omega}{v_{\Phi}} \right]}{l-l_0} \sin \frac{\omega_0}{v_{\Phi}} l.$$

В корреляционных рефлектометрах с ЧМ сигналом [88] вместо фильтров используют низкочастотный анализатор спектра, а в качестве генератора зондирующего сигнала — генератор на диоде Ганна с перестройкой частоты при помощи резонатора со сферой из железиттриевого граната (ЖИГ). Схема автоматической регулировки скорости перестройки частоты позволяет осуществить эффективную коррекцию фазовых искажений по частоте сигнала, получающегося при сравнении зондирующего сигнала и отражения от какой-либо неоднородности, выбранной в качестве опорной. Отклонение разностной частоты от номинальной используется в качестве управляющего сигнала схемы автоматической коррекции, что позволяет компенсировать дисперсионные искажения и получить разрешающую способность коррелометрического рефлектометра по расстоянию, близкую к длине волны в волноводе.

При измерении параметров стационарных объектов в лучевых линиях, когда требуются предельно высокие потенциалы измерительной аппаратуры, необходимо длительное накопление сигнала. В этом случае можно использовать колебания со ступенчато-изменяющейся частотой, получаемые от синтезаторов спектра. Операция перемножения отраженного и опорного сигналов, а также интегрирование по времени может осуществляться фазовым детектором и узкополосным фильтром, синтез эквивалентного импульсного сигнала при помощи суммирования результатов измерений выполняется после операции определения корреляционной функции для каждого из парциальных зондирующих сигналов микропроцессорным вычислителем.

Корреляционный интеграл равен значению передаточной характеристики отражающего объекта

$$\Gamma(\tau, \omega) = K(\omega) e^{-j\omega\tau},$$

где τ — задержка распространения колебаний до объекта. После суммирования по частотам получим $u_0(\tau)$ — отсчет в момент τ реакции объекта на импульс, имеющий форму корреляционной функции ЧМ сигнала с равномерным энергетическим спектром,

$$u_0(\tau) = \int_{\Delta\omega} K(\omega) e^{-j\omega\tau} d\omega.$$

При использовании ЭВМ можно избежать применения для изменения значений τ аналоговой задержки опорного сигнала. Для этого достаточно суммировать $K(\omega) \exp(-j\omega\tau)$ с весом $\exp(j\omega t_0)$, выполняя операцию преобразования Фурье передаточной характеристики, полученной при помощи коррелометра. После суммирования определим реакцию системы как функцию параметра $t_0 - \tau$, принимающего при изменении t_0 любые необходимые значения,

$$u(t_0 - \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta\omega} K(\omega) e^{-j\omega\tau} e^{j\omega t_0} d\omega.$$

Известно несколько реализаций измерительных устройств, выдающих результаты измерений во временной области, но использующих при измерениях объектов гармонические сигналы большой длительности. В [89] приведены результаты измерений параметров отражающих объектов под поверхностью земли, выполненных при помощи сигнала, синтезированного из 128 гармонических сигналов в диапазоне 0,4—3,56 ГГц. Полученный с выхода ЭВМ эквивалентный зондирующий сигнал по форме был близок к апериодическому импульсу и при отражении от объектов с разными свойствами (камни, металлические тела разной формы и т. д.) изменял свою форму. Как оказалось, исследуя корреляционные свойства такого сигнала, можно классифицировать объекты по типу.

По сравнению с импульсными приборами «временные» рефлектометры с оптимальной обработкой отраженных сигналов имеют значительно лучшую чувствительность и точность измерения параметров неоднородностей. В режим «временного рефлектометра» можно поставить также так называемые «измерители параметров цепей» — сверхширокополосные векторные вольтметры. Добавив в программное обеспечение управляющих ЭВМ таких приборов операции преобразования Фурье, можно кроме фазочастотных получать и временные характеристики объектов, в том числе и устройств СВЧ.

При временном методе ненужная часть импульсной реакции может быть игнорирована; при использовании квазисинусоидальных сигналов измерения необходимо всегда проводить в полном диапазоне частот. При этом к смесителю векторного фазового вольтметра предъявляются жесткие требования, так как на его входе присутствуют сигналы, отраженные от всех неоднородностей исследуемой линии, и недопустимо появление каких-либо комбинационных продуктов взаимодействия составляющих отраженного сигнала. Эта методика не применима для исследования нелинейных и нестационарных объектов, например, характеристик усилителей СВЧ, скоростных импульсных коммутаторов, для поиска мест возникновения пробоев в линиях передачи и т. п.

3.4. Источники зондирующих радиоимпульсных сигналов

Для измерений параметров объектов в волноводных линиях связи широко применяются импульсные радиорефлектометры, имеющие при удовлетворительной чувствительности простую конструкцию и удобные в эксплуатации. Основными узлами таких приборов являются источник зондирующего сигнала, устройство связи с исследуемой линией и индикатор отраженных радиоимпульсов. Зондирующий сигнал приближенно представляет собой колоколообразный радиоимпульс с регулируемой частотой заполнения. Для сантиметрового диапазона необходима мощность сигнала в несколько ватт, возможность регулировки его длительности в пределах 0,5—50 нс и перестройка несущей частоты не менее половины-одной октавы.

Существуют следующие методы формирования наносекундных радиоимпульсов: формирование при помощи амплитудной, фазовой или частотной модуляции несущей, полученной от вспомогательного источника непрерывных колебаний; формирование импульса из широкополосного сигнала при помощи пассивных цепей (фильтров); амплитудно-импульсная модуляция СВЧ автогенератора.

При формировании радиоимпульсов из непрерывной несущей необходимы быстродействующие переключатели СВЧ колебаний (табл. 3.2) [90]. Для этой цели применимы двухзатворные полевые СВЧ транзисторы или переключатели на *p-n*-диодах. Устройства обоих типов обеспечивают быстрое действие, измеряемое долями наносекунды, но не позволяют коммутировать мощность, большую 10—50 мВт.

Таблица 3.2

Тип коммутаторов	Время пере- ключения, с	Коммутируе- мая мощность	Коэффициент переключе- ния, дБ	Ширина полосы СВЧ
p — n -диоды в режиме амплитудной модуляции	10^{-9}	10 мВт	30—40	10%
p — i — n -диоды в режиме амплитудной модуляции	$(1-10) \cdot 10^{-9}$	10 Вт	40—60	0,1—18 ГГц и более
Усилители с двухбарьерными полевыми СВЧ транзисторами	10^{-10}	10 мВт	40	10—20%
Управляемые СВЧ усилители на ЛБВ	10^{-9}	1 Вт	40—60	До октавы
p — n -диоды в режиме фазовой модуляции	10^{-9}	10 мВт	20—30	10%

Практически неограниченную импульсную мощность могут коммутировать модуляторы на p — i — n -диодах. Они имеют исключительно большую полосу (до 5 и более октав), но их быстродействие несколько хуже, чем у других диодных модуляторов. В настоящее время имеются диоды с быстродействием 1—3 нс, что позволяет формировать импульсы, приемлемые для импульсной радиорефлектометрии.

Для получения наносекундных радиоимпульсных сигналов часто используют фазовые модуляторы на p — n -диодах, которые имеют высокое быстродействие и без труда позволяют коммутировать фазу за доли наносекунды, правда, при малой мощности. Преобразование фазовой модуляции в амплитудную удобно выполнять на приемной стороне при помощи сравнения сигнала с опорным, имеющим постоянную фазу.

Наряду с фазовой модуляцией в радиорефлектометре может быть использована и импульсная частотная модуляция, при которой частота источника зондирующего сигнала скачком изменяется на несколько сот мегагерц; отраженные сигналы вместе с частью зондирующего поступают на смеситель, на выходе которого разностная частота возникает только в момент прихода отраженного сигнала.

Для формирования наносекундных радиоимпульсов используются «фильтровые» методы. Если в качестве фильтра использовать отрезок исследуемого волновода, то, как показано в [91], при возбуждении волновода перепадом напря-

жения с крутым фронтом формируется сигнал, заполненный ЧМ колебанием с огибающей вида

$$u_m(x) = \frac{4\sqrt{x^2-1}}{x^2} \sin \left[\frac{\omega_c t_\Phi}{2} \left(1 - \frac{3}{4x^2} \right) \right],$$

где $x = c_0 t / l$ — нормированное время, l — длина волновода, c_0 — скорость света в вакууме; t_Φ — длительность фронта перепада; ω_c — критическая частота волновода. При распространении по волноводу длительность импульса будет постоянно возрастать, а амплитуда уменьшаться по закону $(\omega_c l / c_0)^{-1/2}$, так как значительная часть энергии сигнала оказывается сосредоточенной в колебаниях с частотами около критической частоты волновода, где имеется резко выраженная нелинейность фазовой характеристики. Более благоприятна ситуация при «вырезании» части спектра видеопульса полосовыми усилителями, когда фильтрованные сигналы не имеют частотной модуляции и их несущая частота может быть выбрана вдали от критической частоты волновода.

Наиболее распространенным способом формирования радиоимпульсов является амплитудно-импульсная модуляция СВЧ автогенератора. Генераторы СВЧ на диодах с отрицательным сопротивлением имеют малое время установления колебаний, так как обладают значительной отрицательной электронной проводимостью. Кроме того, по крайней мере при использовании диодов Ганна, колебания в контуре автогенератора затухают достаточно быстро, так как контур сильно шунтируется малым положительным сопротивлением диода, находящимся в пассивном режиме.

Стационарный режим автогенератора устанавливается за три-пять периодов колебаний и при процессах модуляции, имеющих длительность более десяти периодов СВЧ колебаний, можно использовать модель генератора в виде упрощенной схемы, составленной для усредненных за период СВЧ колебаний напряжений и токов. При этом свойства диода, установленного в данную колебательную систему, будут с удовлетворительной точностью отображаться экспериментально измеренной или рассчитанной вольт-амперной характеристикой.

В этом приближении процессы в автогенераторе описываются простым нелинейным уравнением, решение которого может быть найдено без использования сложной модели процессов в СВЧ диоде. При питании генератора от источника тока время выхода рабочей точки в оптимальное поло-

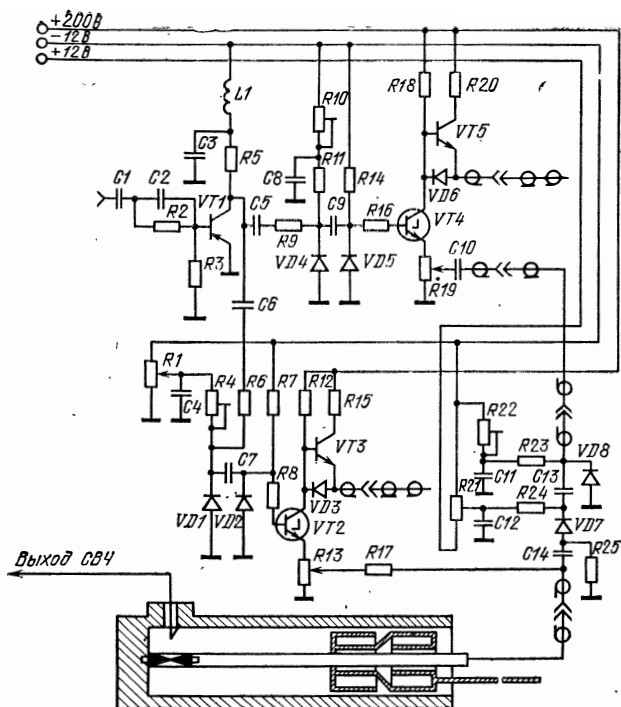
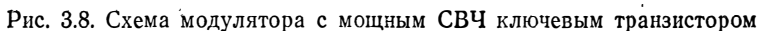


Рис. 3.7. Схема генератора СВЧ

жение по уровню выходной мощности определяется скачком тока диода при возникновении доменов и емкостью C колебательной системы; крутизна фронта модулирующего сигнала влияет только на время запаздывания возбуждения автогенератора. При малом внутреннем сопротивлении источника сигнала длительность фронта радиоимпульса зависит от длительности фронта модулирующего сигнала, так как процессы скачкообразного изменения режима работы за счет участка вольт-амперной характеристики с отрицательным сопротивлением при этом не имеют места. Поэтому при возможности сформировать фронт модулирующего перепада с длительностью менее 1-2 нс необходимо использовать модуляторы с малым выходным сопротивлением. При более длительных фронтах желательно использовать эффект переключения генераторного диода, для чего необходимо применять генераторы с выходным сопротивлением $R_i = 30—$



На рис. 3.7 приведена схема импульсного генератора СВЧ, использующая в качестве модулятора лавинные транзисторы [47]. Модулирующий сигнал, состоящий из относительно длительного импульса — «пьедестала» — и наносекундного рабочего импульса, формируется при помощи разряда через ключи $VT2$ и $VT4$ накопительных линий из коаксиального кабеля; менее длительный сигнал дополнительно обостряется диодом $VD8$, и его длительность уменьшается затем последовательно включенным диодом с накоплением заряда $VD7$, который позволяет регулировать длительность импульса в пределах от 1 до 10 нс.

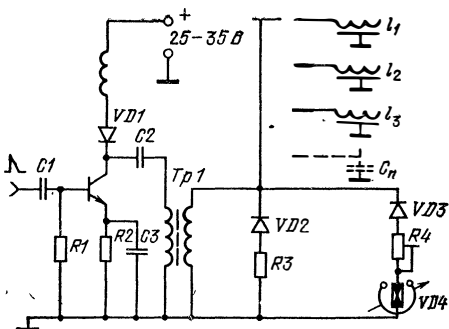
112

гласованной нагрузке 50 Ом импульс амплитудой 20—25 В и длительностью 1,5—25 нс.

Для модуляции генераторов на мощных СВЧ диодах можно использовать схему импульсного модулятора с мощным СВЧ ключевым транзистором и подмодулятором на лавинных транзисторах (рис. 3.8). Длительность импульса в этой схеме регулируется задержкой запуска лавинного транзистора $VT3$ в пределах 2—200 нс, а амплитуда тока в нагрузке в зависимости от типа ключевого транзистора $VT4$ может достигать нескольких ампер. Если заменить емкость в коллекторе ключевого каскада линейной формирующей схемой, то длительность формируемого импульса будет фиксирована, но ключевой транзистор можно будет поставить в режим глубокого насыщения, что улучшит форму и увеличит в несколько раз амплитуду импульса тока. Чтобы сохранить возможность управления длительностью импульса и сделать схему не критичной к нагрузке, можно использовать выходной каскад с насыщенным транзистором в качестве коммутатора в схеме формирования, не критичной к нагрузке [93, 94].

Для применения в малогабаритных приборах можно рекомендовать генератор радиоимпульсов на диоде Ганна с модулятором на лавинном диоде (S -диоде) [170]. В схеме (рис. 3.9) используется импульсный режим заряда накопителя — коаксиального кабеля или искусственной линии задержки. В момент, когда напряжение заряда накопителя достигает порогового напряжения пробоя S -диода $VD3$, равного 90—120 В, последний пробивается и за 0,3—0,5 нс подключает накопитель к генераторному диоду. Момент пробоя S -диода при скорости заряда накопителя в несколько сот вольт в микросекунду имеет нестабильность 100—

Рис. 3.9. Схема модулятора на S -диоде



200 пс, что делает генерируемые сигналы некогерентными относительно импульсов запуска. Кроме того, на плоской части радиоимпульса могут наблюдаться осцилляции за счет неустойчивости процесса пробоя S -диода, что вызывает паразитную амплитудную модуляцию СВЧ колебаний в автогенераторе. Схема с S -диодом предельно проста и может найти применение в радиорефлектометрах с твердотельными СВЧ генераторами, в особенности на лавинно-пролетных диодах, требующих для модуляции малых токов и относительно больших напряжений.

3.5. Приемные устройства радиоимпульсных рефлектометров

При исследовании линий передачи радиоимпульсным рефлектометром фаза радиочастотного заполнения мало информативна, так как положение неоднородности и фазовая скорость радиосигнала в исследуемой линии известны не точно и по мгновенным значениям отраженного сигнала не удастся определить фазу коэффициента отражения. Поэтому в большинстве случаев можно отказаться от наблюдения мгновенных значений отраженного сигнала, ограничившись измерением параметров его огибающей — амплитуды и запаздывания.

Отражения в исследуемой линии наиболее наглядно отображаются при осциллографической индикации отраженных сигналов в системе координат время запаздывания — амплитуда. Наличие осциллографов, воспроизводящих сигналы со спектром частот до 10—18 ГГц, позволяет создать простой радиорефлектометр, состоящий из генератора радиоимпульсов и стробоскопического осциллографа. Динамический диапазон в этом случае 30—40 дБ и определяется, с одной стороны, максимальным сигналом, который допустим для смесительных диодов стробоскопического преобразователя (1,0—1,5 В), а с другой — уровнем флуктуационных шумов стробоскопического осциллографа, который обычно равен 5—15 мВ.

Недостатком этого метода наблюдения отраженных сигналов является наличие значительных переотражений между выходом генератора зондирующих импульсов и стробоскопическим преобразователем осциллографа. На частотах порядка 10 ГГц КСВН входа преобразователя осциллографа обычно не меньше 1,5, и между генератором и преобразователем теряется заметная часть энергии зондирующего

сигнала в виде последовательности переотражений, препятствующих наблюдению близко расположенных объектов.

Искажения зондирующего сигнала уменьшаются, если преобразователь отраженных сигналов подключается с помощью направленного ответвителя (на 3 дБ) или циркулятора, которые могут быть согласованы лучше, чем преобразователь стробоскопического осциллографа.

При использовании стробоскопических осциллографов могут возникать значительные погрешности при наблюдении отраженных радиосигналов при обзорных (длительных) горизонтальных развертках. Из-за увеличенного шага считывания сигнала соседние выборки берутся преобразователем в разные периоды отраженных СВЧ колебаний и в петле обратной связи преобразователя сигналы рассогласования имеют случайную величину. При неточной регулировке коэффициента усиления в петле обратной связи это может привести к потере чувствительности за счет отклонения напряжения обратной связи от оптимального значения, согласованного с амплитудой сигнала.

Другим источником погрешности измерения амплитуды отраженных сигналов может быть дискретный характер изображения сигнала в стробоскопическом осциллографе. При случайной фазе радиоимпульса относительно стробирующего импульса вероятность выборки мгновенного значения радиоимпульсного сигнала, лежащего в пределах 0,9—1,0 его амплитуды, равна 0,15; поэтому, если общее число отсчетов сигнала на развертке $2 \cdot 10^3$, а изображение сигнала содержит 1/100 часть развертки, то на участке максимума сигнала будет всего 2-3 отсчета. В отдельных циклах развертки максимум сигнала вообще не будет считан ни разу.

Для уменьшения обеих погрешностей необходимо использовать задержанные развертки с небольшим масштабом — при длительности зондирующего импульса 1 нс и несущей частоте 10 ГГц желателен масштаб не менее 2 нс/см, т. е. масштаб преобразования порядка 0,5 м/см.

При всех положительных качествах широкополосный стробоскопический осциллограф имеет относительно небольшой динамический диапазон и сложен по конструкции. Поэтому выгодно использовать детектирование отраженных сигналов, наблюдая только их огибающую, что позволяет применять осциллографы, воспроизводящие сигналы с полосой частот порядка 0,5—1,5 ГГц. В этом случае можно использовать осциллографы «реального времени» или дешевые малогабаритные стробоскопические осциллографы

с упрощенной схемой типа индикатора рефлектометра Р5-11, описанного в гл. 2.

Из-за относительно большого уровня шума, характерного для широкополосных осциллографов (например, шумовое сопротивление индикатора рефлектометра Р5-11 составляет несколько мегом) перед стробоскопическим преобразователем желательно включать широкополосный видеоусилитель с усилением в несколько сот раз и полосой, соответствующей ожидаемой длительности зондирующего сигнала. Требования к видеоусилителю предъявляются довольно жесткие: он не должен перегружаться и создавать паразитные сигналы при усилении больших сигналов от грубых неоднородностей и после прохождения мощного сигнала, обусловленного паразитным проникновением на вход детектора зондирующего импульса. Однако современный уровень разработки транзисторных широкополосных усилителей позволяет без труда получить усиление в 50—100 раз при полосе 1,5 ГГц.

В радиоимпульсных рефлектометрах нагрузка детектора, как правило, должна быть низкоомной (порядка 50 Ом) для расширения полосы пропускания видеовыхода детектора. Шумы детектора пренебрежимо малы по сравнению с шумами осциллографа или широкополосного усилителя, и их можно практически не учитывать. Поэтому режим детектора рефлектометра выбирается из условия обеспечения максимального коэффициента передачи, а не максимальной добротности.

Вольт-амперная характеристика детектора описывается уравнением

$$I_g = I_s e^{au_0} (e^{au_c} - 1) = I_0 (e^{au_c} - 1),$$

где I_s — ток насыщения; $a = 20\text{--}30$ 1/В (константа); u_0 — напряжение постоянного смещения; u_c — напряжение сигнала; I_0 — ток в рабочей точке вольт-амперной характеристики.

Приращение тока диода от воздействия отраженного сигнала с амплитудой u_m

$$\Delta I = I_0 J_0 (au_m) - 1,$$

где J_0 — модифицированная функция Бесселя первого порядка. Если $au_m \ll 1$, то приращение тока

$$\Delta I \simeq I_0 (au_m)^2 / 4.$$

Эта формула не учитывает влияния реактивных паразитных параметров детекторной камеры, реакции нагрузки и рас-

согласования детектора с линией передачи. Фактическая чувствительность диодов с переходом Шотки сантиметрового диапазона в широкополосных ненастраиваемых детекторных камерах полоскового типа 2-3 А/Вт при прямом токе смещения 10^{-3} А. При значительном прямом токе выходное сопротивление диода 30—60 Ом, что благоприятно для воспроизведения сигналов малой длительности. Малая емкость перехода Шотки позволяет использовать небольшие емкости в нагрузке детектора, что также облегчает воспроизведение сигналов наносекундной длительности.

Очень важно обеспечить малое затягивание среза импульсов на выходе детектора, так как часто приходится измерять параметры слабых сигналов сразу после прохождения мощного отраженного импульса от грубой неоднородности или от выходных устройств самого рефлектометра. Поэтому необходимо принимать меры для устранения затянутых переходных процессов в генераторе СВЧ в выходных цепях детектора.

Детектирование малых сигналов в радиоимпульсных рефлектометрах неэффективно из-за квадратичного режима амплитудного детектора. Для повышения эффективности детектирования, а также для получения линейного масштаба по коэффициенту отражения выгодно применить детектирование с когерентным опорным сигналом. Можно показать, что выигрыш в чувствительности будет равен

$$\frac{\Delta I_{\text{ког}}}{\Delta I_{\text{квад}}} \simeq \frac{4}{\sqrt{2\pi} (a u_0)^2} \frac{1}{a \Delta u},$$

где Δu — напряжение отраженного сигнала, а амплитуда опорного напряжения выбрана равной постоянному смещению u_0 . При отраженном сигнале 10^{-3} В выигрыш составит около 50. Кроме того, изменяя фазу опорного сигнала, можно получить оценку фазы заполнения отраженного импульса и сравнить ее с фазой эталонного отражателя. Реализовать когерентный гетеродин несложно. Можно, например, использовать импульсный гетеродин, вырабатывающий длительный импульс, привязанный по фазе к импульсам запуска, общим для гетеродина и генератора зондирующих импульсов.

На рис. 3.10 приведены расчетные зависимости приращений тока диода 3А117А для различных значений постоянного смещения u_0 и опорного высокочастотного сигнала амплитудой u_m . Как видно из рисунка, при минимальном обнаружимом видеосигнале 1 мВ (что соответствует чувствительности рефлектометра Р5-11) амплитуда обнаружимого

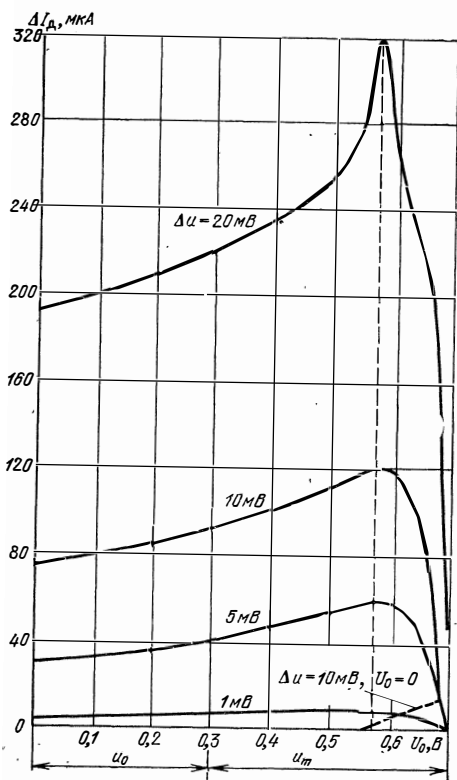


Рис. 3.10. Приращение тока диода при различных режимах детектирования (— — — выпрямленный ток при опорном высокочастотном сигнале, равном нулю)

СВЧ сигнала 1—2 мВ. Если использован зондирующий импульс амплитудой 1 В, по подобный индикатор может обнаружить отраженные сигналы с относительной амплитудой порядка 0,2%.

3.6. Радиопульсный рефлектометр сантиметрового диапазона

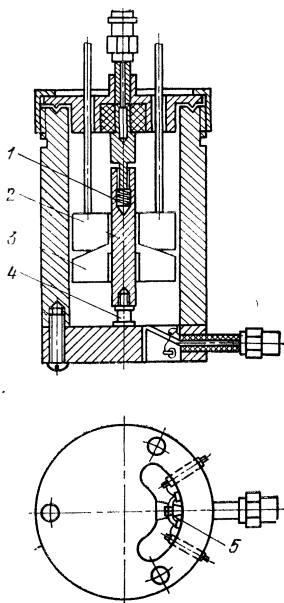
Для иллюстрации конструктивных особенностей рассмотрим более подробно функциональную схему рефлектометра сантиметрового диапазона, предназначенного для измерения параметров элементов волноводных линий [95]. Для прибора этого типа следует обеспечить широкодиапазонную — в пределах половины или целой октавы — перестройку несущей частоты, что обусловлено необходимостью идентифицировать отражающий объект по частотной зависимости модуля коэффициента отражения. Желательна так-

Рис. 3.11. Коаксиальный резонатор

же значительная мощность зондирующего сигнала, что связано с необходимостью применять довольно низкочувствительный индикатор в виде малогабаритного стробоскопического осциллографа с видеодетектором на входе.

По этим причинам в качестве генератора зондирующих импульсов использован генератор на диоде Ганна с механической настройкой. В приборе использованы СВЧ элементы, рассчитанные на включение в микрокоаксиальную линию сечением 3,5/1,5 мм (клапаны, циркуляторы, соединители и т. д.). Их применение позволяет существенно сократить размеры устройства по сравнению с волноводной конструкцией; в то же время технология производства прибора с коаксиальными элементами существенно проще чем с микрополосковыми, так как позволяет вносить оперативные изменения в конструкцию прибора без его полной переработки.

В качестве индикатора использован стробоскопический преобразователь и индикатор видеоимпульсного рефлектометра Р5-11, имеющий удовлетворительную чувствительность (~ 1 мВ) и полосу (3,5 ГГц), удобный в эксплуатации. Для разделения зондирующих и отраженных сигналов используется Y-циркулятор, а для управления амплитудой зондирующих радиоимпульсов на выходе генератора СВЧ включен электрически управляемый $p-i-n$ -модулятор. Резонатор генератора СВЧ коаксиальной конструкции (рис. 3.11) перестраивается бесконтактным Z-образным плунжером 3. Для обеспечения надежного контакта с диодом Ганна 4 центральный проводник резонатора 2 поджимается к диоду пружиной 1. Для устранения паразитных наводок в СВЧ тракте рефлектометра, возникающих во время формирования модулирующих видеоимпульсов, между генератором модулирующих импульсов и резонатором включена линия задержки в виде коаксиального кабеля длиной 3 м, что обеспечивает задержку момента приема отражен-



ных сигналов по сравнению с появлением паразитных наводок от генератора видеоимпульсов. Управление амплитудой зондирующего сигнала производится с помощью двух $p-i-n$ -диодов типа 2А517Б 5, установленных непосредственно в устройстве связи резонатора.

На рис. 3.12 показаны типичные осциллограммы радиоимпульсов, полученных от этого генератора. Для дальнейшего уменьшения числа СВЧ элементов и их геометрического сближения в рефлектометре используется комбинированный узел выделения и преобразования отраженных сигналов (рис. 3.13). Он сочетает Y -циркулятор для развязки зондирующих и отраженных сигналов, амплитудный детектор для выделения огибающей отраженных сигналов и коаксиально-волноводный переход для соединения с исследуемой волноводной линией. К одному плечу Y -циркулятора, имеющему СВЧ разъем 1 сечением 3,5/1,5; подключается выход генератора СВЧ. В этот же разъем вмонтирована небольшая последовательная безындуктивная емкость 10—20 пФ, которая предотвращает проникновение в детектор видеоимпульсов помехи из генератора СВЧ. Сигнал с этого плеча передается во второе плечо циркулятора, у которого центральный полосковый проводник 6 соединен со ступенчатым согласующим переходом 5, находящимся в отрезке волновода 4, образующего выход зондирующего сигнала и вход отраженных сигналов. Детекторный диод 3 подключен од-

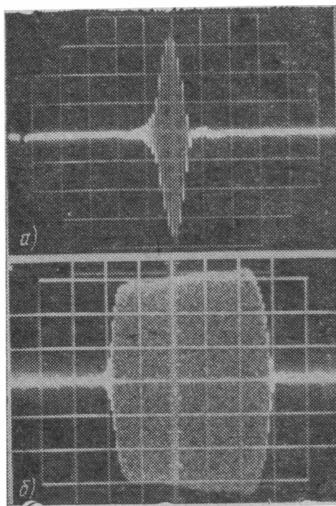
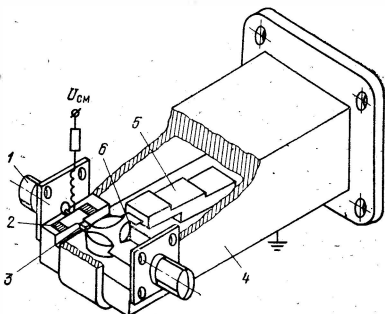


Рис. 3.12. Осциллограммы зондирующего радиоимпульса:

a — при $f=8$ ГГц (масштаб по вертикали 20 дБ×50 мВ/дел, по горизонтали 1 нс/дел); b — при $f=9,5$ ГГц (по вертикали 20 дБ×100 мВ/дел, по горизонтали 2 нс/дел)

Рис. 3.13. Конструкция устройства выделения и преобразования отраженного сигнала



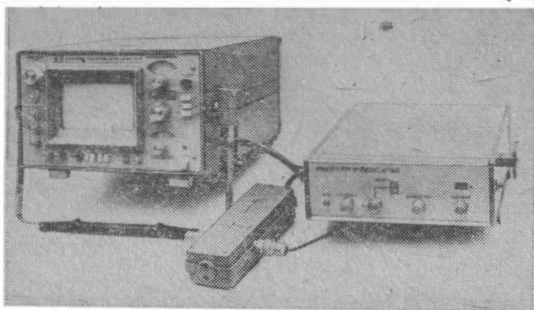


Рис. 3.14. Радиоимпульсный измеритель неоднородностей на базе прибора Р5-11

ним концом к полосковому проводнику, а вторым к центральной обкладке проходной емкости фильтра 2, образованной корпусом циркулятора и фторопластовыми прокладками. Она выбирается равной 7—12 пФ из условия обеспечения необходимого быстродействия и удовлетворительной степени фильтрации СВЧ составляющих выпрямленного напряжения. Для увеличения чувствительности детектора и улучшения степени его согласования с выходным сопротивлением циркулятора (50 Ом) на диод подается постоянное смещение в прямом направлении.

Внешний вид радиоимпульсного измерителя неоднородностей, подключенного к рефлектометру Р5-11, приведен на рис. 3.14.

3.7. Метрологические особенности радиоимпульсной рефлектометрии

При радиоимпульсной рефлектометрии непосредственно измеряется только огибающая зондирующего и отраженного сигналов. Поэтому при измерениях в узкополосных системах вносятся дополнительные погрешности, которые должны быть по возможности уменьшены за счет оптимизации методов обработки рефлектограмм.

При исследованиях параметров объектов, включенных в волноводные линии передачи, необходимо учитывать дисперсионные искажения отраженных сигналов, приводящие к увеличению их длительности и уменьшению амплитуды [96].

Фазовая скорость распространения колебаний в гладком цилиндрическом волноводе

$$v_{\phi} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{\mu}}} \left[1 - \left(\frac{\omega_{\text{н}}}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где c_0 — скорость света; ω_K — критическая частота волн данного типа; ϵ, μ — параметры диэлектрического заполнения волновода. Нетрудно записать соотношение для отраженного сигнала

$$u_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_3(\omega) \dot{\Gamma}(\omega) e^{j[\omega t + \varphi(\omega)]} d\omega,$$

где фазочастотная характеристика волновода

$$\varphi(\omega) = \frac{2l\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_K}{\omega}\right)^2},$$

ω — несущая частота; l — длина волновода до измеряемого объекта; $\dot{\Gamma}(\omega)$ — коэффициент отражения от объекта; $S_3(\omega)$ — спектр зондирующего сигнала.

Можно считать, что у зондирующего радиоимпульса огибающая имеет вид гауссовской кривой и синусоидальное заполнение:

$$u_3(t) = \operatorname{Re} [A_3 e^{-b^2 t^2} e^{j\omega_0 t}],$$

где b — параметр, определяющий длительность радиоимпульса; длительность сигнала по уровню q^{-1} от его максимального значения определяется выражением

$$t_{из} = 2(\ln q)^{1/2}/b.$$

Фазовую характеристику линии представим в виде квадратичного полинома

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \frac{d\varphi}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2.$$

Тогда сигнал, прошедший участок линии длиной l ,

$$u_0(t) = A_3 U(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)].$$

В случае квадратичного приближения фазовой характеристики огибающая диспергированного радиоимпульса $U(t)$ по-прежнему имеет вид функции Гаусса, а в высокочастотном заполнении появляется угловая модуляция. Расчетная скорость распространения максимума сигнала в этом приближении равна групповой скорости на несущей частоте

$$t_3 = \varphi'(\omega) = \frac{l}{c_0(1 - \omega_K/\omega_0)^{1/2}} = \frac{l}{v_{гp}}.$$

Амплитуда и длительность диспергированного радиоимпульса

$$A_l = A_3 \{1 + [2b^2 \varphi''(\omega_0)]^2\}^{-1/4},$$

$$t_{ил} = t_{из} \{1 + t_{из}^{-4} [8 \ln q \varphi''(\omega_0)]^2\}^{1/2}.$$

Минимальная длительность отраженного импульса получается при длительности зондирующего сигнала

$$t_{из} = t_{опт} = 2 \sqrt{2 \ln q} \sqrt{\varphi''(\omega_0)}.$$

При этом из соотношения

$$t_{ил} = t_{из} [1 + (t_{опт}/t_{из})^4]^{1/2}$$

Рис. 3.15. Огибающие диспергированных сигналов (— — — огибающая зондирующего сигнала)

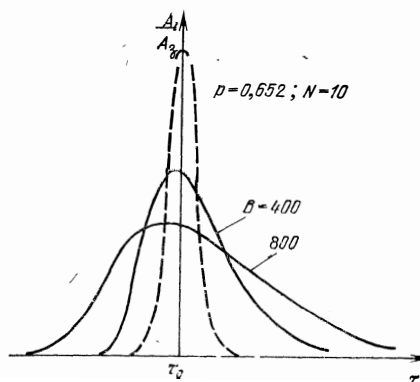
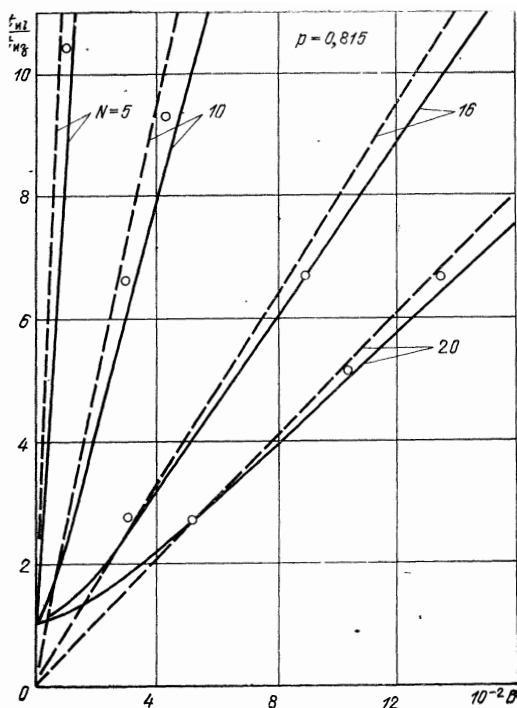


Рис. 3.16. Зависимость относительного изменения длительности импульса от параметра B , характеризующего дисперсионные свойства волновода



следует, что радиоимпульс оптимальной длительности удлинится в $\sqrt{2}$ раз. Аналогичное соотношение можно получить для амплитуды импульса

$$A_I = A_3 [1 + (t_{\text{опт}}/t_{\text{из}})^4]^{-1/4}.$$

Перейдем к безразмерным параметрам, обозначив: N — число периодов высокочастотного заполнения в радиоимпульсе по уровню q^{-1} . Оптимальное число периодов заполнения зондирующего импульса равно

$$N_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{2 \ln q}}{\pi} \frac{\sqrt{\rho}}{(1 - \rho^2)^{3/4}} \sqrt{B},$$

где $\rho = \omega_K/\omega$; $B = l\omega_K/c_0$.

Если длительность радиоимпульса нельзя выбрать оптимальной, то относительные длительности и амплитуда искаженного импульса равны

$$\frac{t_{\text{ил}}}{t_{\text{из}}} = \left[1 + \left(\frac{N_{\text{опт}}}{N} \right)^4 \right]^{1/2}, \quad \frac{A_I}{A_3} = \left[1 + \left(\frac{N_{\text{опт}}}{N} \right)^4 \right]^{-1/4}.$$

Условие применимости квадратичного приближения можно получить из условия малости кубичного члена полинома по сравнению с квадратичным членом в полосе частот, где сосредоточена наибольшая часть спектра зондирующего сигнала. Однако на длинных участках волновода фазовые искажения сигнала, обусловленные кубичным членом, могут быть значительными. Для более полного учета особенностей фазочастотной характеристики можно использовать метод стационарной фазы. В этом случае импульсный сигнал, распространяющийся по линии передачи, будет иметь огибающую

$$\frac{A_I(\tau)}{A_3} = \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln q}} \frac{N\rho}{\sqrt{B}} \frac{\exp \left\{ - \left[\frac{\pi}{3} N \left(\frac{\rho\tau}{\sqrt{\tau^2 - 1}} - 1 \right) \right]^2 \right\}}{(\tau^2 - 1)^{3/4}},$$

где $\tau = tc_0/l$. На рис. 3.15 приведены огибающие диспергированных сигналов, рассчитанные по этому соотношению. Максимум сигнала смещен относительно группового времени задержки t_0 (или $\tau_0 = t_0 c_0/l$) на несущей частоте влево, т. е. максимальное значение сигнала распространяется по линии передачи со скоростью, большей чем групповая скорость на несущей частоте, что необходимо учитывать при радиорефлектометрических измерениях. На рис. 3.16 приведены графики зависимости относительного изменения длительности распространяющегося по линии передачи сигнала, вычисленные из параболического приближения (сплошные линии) и при помощи метода стационарной фазы (штриховые линии), если длительность отсчитывалась на уровне -20 дБ от максимального значения сигнала. За исключением начальных участков графиков результаты расчета близки. Результаты численного расчета длительности диспергированного радиоимпульса, нанесенные точками на графики рис. 3.16, показывают, что при малом параметре B они хорошо совпадают с рассчитанными методом параболического приближения, а далее незначительно отличаются и от асимптотического и от параболического приближения.

Сравнивая данные относительного изменения амплитуды и длительности диспергированного сигнала, полученные численным методом и в параболическом приближении, можно сделать вывод, что при различных значениях параметров N и p они во всем диапазоне отличаются не более чем на 5—6%. Это позволяет найти условие применимости параболического приближения: $N > 10/(1 - p^2)$.

Реальная форма диспергированного радиоимпульса несимметрична (в отличие от предсказываемой параболическим приближением). По мере распространения импульса по волноводу его срез становится все более длительным по сравнению с фронтом. Фактическая форма диспергированного сигнала при $N_{\text{опт}}/N < 1$ хорошо совпадает с полученной в параболическом приближении, а при $N_{\text{опт}}/N > 1,5-2$ — с рассчитанной асимптотическим методом.

Дисперсионные искажения радиоимпульса не вызывают потерь энергии спектральных компонент сигнала. Поэтому коррекция дисперсионных искажений не связана с ухудшением отношения сигнал-помеха, ограничивающим возможности коррекции частотных искажений. Аналоговые методы коррекции, основанные на использовании волноводных корректоров с дисперсионной характеристикой, обратной характеристике регулярного волновода (конусные корректоры фазы), или корректоров на основе дисперсионных линий задержек СВЧ сигнала со спиновыми магнитными волнами не находят практического применения, так как трудно реализовать перестраиваемое устройство коррекции, поскольку при радиорефлектометрии расстояние до неоднородности может меняться в широких пределах.

Важным параметром, измеряемым по отраженному сигналу, является расстояние l от рефлектометра до точки отражения. Оно рассчитывается по времени запаздывания отраженного сигнала t_3 относительно зондирующего:

$$l = \frac{1}{2} c_0 \left[1 - \left(\frac{f_k}{f} \right)^2 \right]^{1/2} t_3 = \frac{1}{2} c_0 \frac{1}{k_y},$$

где f_k — критическая частота волновода; f — несущая частота; k_y — коэффициент укорочения.

Случайные погрешности в определении расстояния до отражающего объекта определяются погрешностями определения времени запаздывания отраженного сигнала и коэффициента укорочения линии передачи. Простейшие оценки показывают, что в условиях, характерных для импульсной рефлектометрии, когда велико отношение сигнал-шум, статистические погрешности оценки времени запаздывания малы и основным источником ошибок является погрешность калибровки отсчетных устройств горизонтальной развертки осциллографических индикаторов [66].

Погрешности расчета коэффициента укорочения определяются точностью установки несущей частоты зондирующего импульса, которая для сигналов наносекундной длительности может быть измерена с погрешностью 1—2%. Ошибка в установке частоты вызывает относительную погрешность измерения расстояния, равную $\Delta l/l \simeq 0,3 \Delta f/f$.

Методические погрешности измерения расстояния связаны с отличием скорости распространения максимума сигнала от групповой. Для импульсов, содержащих более 10 периодов несущей частоты, эта погрешность относительно невелика (рис. 3.17). Некоторое запаздывание огибающей возникает при отражении сигнала от реак-

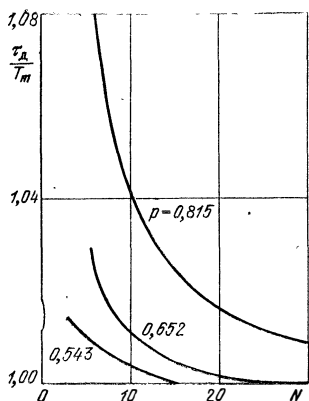


Рис. 3.17. Относительная задержка максимума сигнала в зависимости от числа периодов заполнения радиоимпульса

тивной неоднородности, однако оно мало, во всяком случае не превышает доли периода заполнения радиоимпульса.

Калибровку шкал расстояний рефлектометра можно произвести наиболее точно при помощи включения в линию отрезка линии передачи с известной длиной или при помощи измерения масштаба по опорным точкам, расстояния между которыми хорошо известны (например,

по отражениям от фланцевых соединений линии передачи).

При измерении модуля коэффициента отражения погрешности могут оказаться весьма значительными за счет довольно неопределенного (меняющегося в пределах от квадратичного до линейного) вида амплитудной характеристики видеодетектора, зависящей от уровня мощности детектируемого сигнала. Это не позволяет непосредственно сравнивать сигналы разных уровней мощности, например, зондирующий и отраженный сигналы или сигналы, отраженные от грубых и малых неоднородностей.

Приемлемая точность измерений может быть получена при использовании рефлектометра в качестве нуль-органа, осуществляющего сравнение отраженного сигнала с отражением от эталонной неоднородности (например, в виде короткозамыкателя, включенного после точного аттенюатора). Для учета дисперсионных искажений импульсов мера коэффициента отражения должна устанавливаться по возможности близко от измеряемого объекта. Измеряемый коэффициент отражения $|\Gamma_x| = |\Gamma| \cdot 10^{-0,1\Delta\alpha}$, где $\Delta\alpha$ — затухание аттенюатора, дБ; $|\Gamma|$ — модуль коэффициента отражения опорной неоднородности.

Случайные погрешности измерения определяются фоном от пространственно-неразрешенных неоднородностей в линии и попутным потоком от многократных переотражений, создающих накладываются друг на друга импульсы помех на всей линии горизонтальной развертки рефлектометра. Оценка влияния фона дана в § 3.1. Используя результаты работы [97], можно показать, что относительная величина напряжения помехи от попутного потока

высших кратностей близка к $2 \sum_{n=1}^M |\Gamma_n|^2$, где M — число неоднород-

ностей на интервал пространственного разрешения рефлектометра, и значительно меньше помехи первой кратности.

При измерении параметров малых неоднородностей можно несколько улучшить результаты измерений, изменяя при помощи дополнительных волноводных вставок расстояние до измеряемого объекта. При этом фаза суммы отраженных волн высших порядков оказывается случайной по отношению к фазе эхо-сигнала и средний результат измерений будет ближе к истинному значению коэффициента отражения.

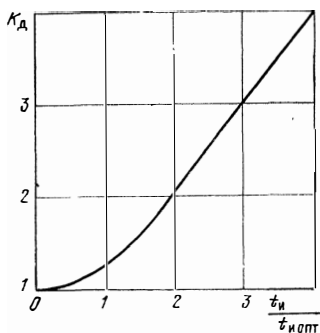
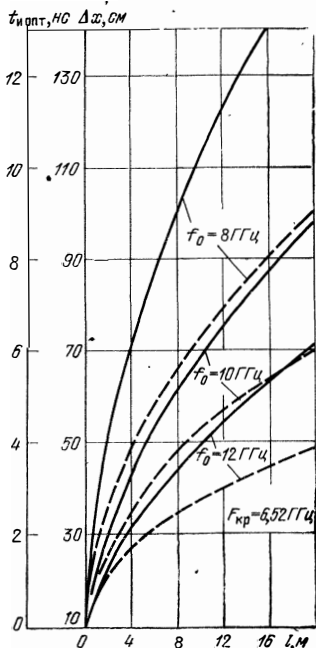


Рис. 3.18. График для расчета коэффициента уменьшения амплитуды импульса за счет дисперсии

Рис. 3.19. Зависимость оптимальной длительности зондирующего импульса и разрешающей способности от длины волновода (— Δx ,
--- t_n)



Если не удастся установить меру коэффициента отражения вблизи измеряемого объекта, то возникают систематические погрешности сравнения коэффициентов отражения меры и измеряемого объекта за счет потерь в направляющей системе, уменьшения амплитуды отраженного импульса вследствие дисперсии и отражений сигналов от промежуточных неоднородностей. Перенумеровав неоднородности от начала к концу линии и считая меру отражения включенной непосредственно у выхода рефлектометра, получим формулу для оценки модуля коэффициента отражения от k -й неоднородности [95]:

$$|\Gamma_k| = \frac{K_n K_d |\Gamma_0|}{(1 - |\Gamma_0|^2) \prod_{i=1}^{k-1} (1 - |\Gamma_i|^2)} \frac{u_{0k}}{u_{0,0}},$$

где $K_n = \exp(-2\alpha l)$, α — постоянная затухания, Нп/м; l — расстояние между эталоном и неоднородностью; K_d — коэффициент уменьшения амплитуды импульса за счет дисперсии,

$$K_d = \left\{ 1 + \left(\frac{8 \ln q}{\pi c_0 t_n^2} \right)^2 \left[\frac{f_k^2 l}{(f_0^2 - f_k^2)^{3/2}} \right]^2 \right\}^{1/4},$$

где t_n — длительность зондирующего импульса на уровне q^{-1} от амплитудного значения. График для расчета K_d приведен на рис. 3.18, где $t_n/t_{n\text{ опт}}$ — отношение длительности импульса к оптимальной для данной длины волновода. Меры коэффициента отражения при радиопульсовой рефлектометрии описаны в § 3.1.

Для обеспечения наилучшей разрешающей способности по расстоянию длительность зондирующего сигнала должна выбираться в зависимости от расстояния до измеряемого объекта. На рис. 3.19 приведены графики зависимости оптимальной длительности зондирующего сигнала $t_{\text{допт}}$ и максимальной разрешающей способности Δx . В качестве критерия разрешения принято перекрытие сигналов на уровне 0,1 от максимального значения; обычно разрешение получается в два-три раза лучше. Практика измерений показывает, что при исследовании волноводных линий несущую частоту зондирующего сигнала выгодно выбирать у верхней границы полосы пропускания. При этом уменьшаются дисперсионные искажения, а на рефлектограмме подчеркиваются конструктивные неоднородности волноводного устройства, хорошо согласованные в центре рабочего диапазона. Это позволяет уверенно локализовать их положение в волноводе и использовать как опорные в последующих измерениях.

При рефлектометрических измерениях отражающий объект можно охарактеризовать частотной зависимостью модуля и фазы его коэффициента отражения. При измерении частотной зависимости модуля коэффициента отражения наряду с уже рассмотренными случайными и систематическими погрешностями имеет место методическая погрешность за счет усреднения $|\Gamma(\omega)|$ по спектру зондирующего сигнала. Оценки показывают, что $|\Gamma(\omega)|$ нерезонансных неоднородностей можно измерить с погрешностью в единицы процентов при помощи сигналов в виде импульсов колоколообразной формы с более чем 5—10 периодами заполнения.

Измерение частотной зависимости фазы коэффициента отражения объектов, подключенных к рефлектометру через сколько-нибудь длинные линии передачи, представляет собой трудную задачу, так как небольшой фазовый сдвиг неоднородности будет замаскирован фазовым набегом в длинной линии. Более реально выглядит задача сравнения фазовых сдвигов измеряемого объекта и реперной неоднородности с известными фазовыми характеристиками, расположенных близко друг от друга. Сравнение фаз проще всего выполнить при помощи двухканального стробоскопического индикатора, на входы которого подаются сигналы, отраженные от измеряемой и опорной неоднородностей.

Нелинейность фазовой характеристики измеряемого объекта и конечная ширина спектра зондирующего импульса вызывают появление методических погрешностей измерений относительного фазового сдвига зондирующего и отраженного импульсов. Можно показать, что для зондирующего импульса колоколообразной формы, содержащего более пяти периодов заполнения, эту погрешность при измерении параметров одноэлементных неоднородностей можно не учитывать.

Для иллюстрации информации, получаемой при рефлектометрических измерениях в волноводных линиях передачи, на рис. 3.20 приведена рефлектограмма волноводного тракта РЛС, описанной в [98]. В начале рефлектограммы виден мощный импульс помехи от зондирующего сигнала P , затем следуют отражение от меры неоднородности с коэффициентом отражения 0,2, включенной на выходе рефлектометра, M и отражение от гибкого волновода, соединяю-

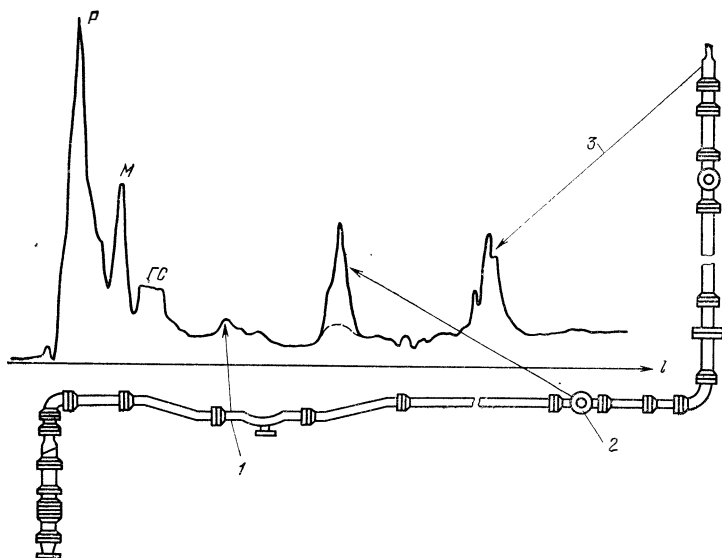


Рис. 3.20. Рефлектограмма волноводного тракта

щего измеряемый антенный тракт с рефлектометром, ГС. Далее идентифицируются отражение от секции с отверстием для слива конденсата 1, отражение от секции с накопителем влаги 2 и отражение от перехода к антенной системе 3. Меньшие отражения идентифицируются как эхо-сигналы от дроссельных фланцев, изгибов и т. п.

Сопоставляя рефлектограмму с чертежом тракта, можно уточнить ее горизонтальный масштаб. Обработка результатов измерений показала, что погрешность измерений составила 3—5 см при длине тракта порядка 10 м; разрешающая способность, судя по рефлектограмме, равна 20—50 см. После замены дефектной секции с накопителем влаги качество согласования тракта улучшилось (штриховая линия).

Можно заметить, что при наличии заранее измеренной рефлектограммы тракта обнаружение его неисправностей не представляет труда даже для неквалифицированного персонала. Рефлектограмма дает информацию о месте дефекта, что во много раз ускоряет устранение неисправностей, особенно в сложных волноводных устройствах, расположенных в труднодоступных помещениях.

3.8. Применение наносекундных радиоимпульсных сигналов для рефлектометрических исследований вне направляющих систем

Кратковременные импульсные сигналы с радиочастотным заполнением могут локализоваться в пространстве при помощи подходящих антенных систем. В этом случае для возбуждения измеряемых объектов и наблюдения их реакции не требуются приближенные к ним направляющие структуры, что очень упрощает выполнение измерений.

Свободное пространство согласуется с источниками сигнала при помощи дипольных или апертурных антенн. В большинстве случаев желательна наглядность результатов измерений, для чего необходимо наблюдать форму отраженного сигнала; поэтому общая фазовая характеристика измерительной системы должна быть линейной. В этих условиях нельзя использовать наиболее широкополосные «логопериодические» антенны, так как они создают значительные фазовые искажения передаваемых сигналов. Дипольные антенны с согласующими элементами имеют отличные фазовые и частотные характеристики, но низкую эффективность. Поэтому для излучения радиоимпульсных сигналов с относительно узким спектром часто применяют апертурные антенны [99], имеющие удовлетворительные переходные характеристики и легко согласующиеся с СВЧ линиями передачи.

Уменьшение длительности радиоимпульсных зондирующих сигналов неблагоприятно сказывается на потенциале радиолокационной системы. Однако когда объект наблюдается на фоне пассивной помехи, например созданной отражениями от поверхности земли или воды, укорочение импульса за счет уменьшения импульсного объема уменьшает помеху.

Можно показать [79], что уравнение дальности радиолокации в этих условиях

$$l = \sigma_{\text{ц}} \left(q \sigma_0 \theta c_0 \frac{t_{\text{и}}}{2} \sec \psi \right)^{-1},$$

где $\sigma_{\text{ц}}$, σ_0 — сечение рассеяния цели и единицы объема (поверхности); q — отношение сигнал-помеха; θ — ширина луча по азимуту; ψ — угол скольжения луча. Из формулы видно, что уменьшение длительности импульса $t_{\text{и}}$ увеличивает дальность обнаружения, если диффузная помеха больше, чем собственная помеха за счет внутренних шумов измерительной аппаратуры.

По этой причине в РЛС для наблюдения за объектами на поверхности моря применяют сигналы длительностью от одной до десяти наносекунд или сложные (ЧМ) сигналы с примерно такой же эквивалентной длительностью; у большинства судовых РЛС широкого применения длительность зондирующих сигналов меньше 80 нс [100]; радиолокаторы для наблюдения за наземными объектами, например, за территорией аэропортов, также используют наносекундные импульсы [79].

Укорочение зондирующих сигналов обеспечивает некоторый энергетический выигрыш за счет уменьшения флуктуаций эффективного коэффициента рассеяния при изменениях ракурса наблюдения. Если разрешены «блестящие» точки объекта, то при изменении угла наблюдения амплитуды импульсов внутри группы сигналов, образующей радиолокационный образ цели, меняются медленно. Фазы локальных отражений изменяются быстро, но так как отдельные импульсы не перекрываются и поэтому не интерферируют, то полная энергия отраженного сигнала будет медленно меняться при изменении ракурса наблюдения объекта, что дает заметный выигрыш (~ 6 дБ) по характеристикам обнаружения. Кроме того, измерение параметров совокупности «блестящих» точек объекта может существенно облегчить его идентификацию [101].

Радиоимпульсные сигналы длительностью порядка 1 нс находят применение в так называемых «полигонных» РЛС [79], предназначенных для точных измерений сечения рассеяния натуральных объектов и их масштабных моделей. Для сохранения подобия радиолокационной ситуации при уменьшении размеров модели приходится уменьшать длину волны РЛС и длительность сигнала; попутно уменьшение длительности зондирующего импульса позволяет использовать временную селекцию для исключения отражений от посторонних объектов — поддерживающих модель конструкций, стен помещения и т. п. Кратковременные зондирующие сигналы позволяют получить наиболее полную информацию о процессе отражения от объекта сложной формы, особенно если наблюдаются их мгновенные значения. В этом случае удастся оценить относительный вклад в сечение рассеяния отдельных зон поверхности объекта и рекомендовать способы его уменьшения [20, 79].

Кроме классических радиолокаторов широкое применение находят малогабаритные радиоимпульсные рефлектометры, предназначенные для точного измерения расстояний до объектов в сложной ситуации, когда присутствует

большое число не интересующих наблюдателя посторонних отражателей [20, 102].

В литературе описаны импульсные измерители положения мостовых кранов в сталелитейных цехах, многочисленные типы минирадиолокаторов для колесного транспорта — автомобилей и сверхскоростных железнодорожных поездов [20]. Для этих целей оказался удобным диапазон 30—60 ГГц, в котором удастся получить достаточную мощность твердотельных генераторов и можно использовать антенные системы приемлемых размеров. Так, автомобильная РЛС, оснащенная микропроцессором и имеющая при импульсной мощности 0,2 Вт длительность импульса $20 \cdot 10^{-9}$ с, обеспечивает дальность обнаружения железобетонного столба в несколько десятков метров при точности измерения дальности 0,5 м и скорости 5 км/ч. Импульсный характер излучения позволяет облегчить селекцию мешающих отражений, а также упрощает конструкцию антенной системы, снижает требования к развязке передающего и приемного устройств.

Аналогичные устройства находят применение в морском флоте при организации систем автоматического управления сверхбольшими судами — для точного измерения расстояния от борта судна до причала и измерения скорости их сближения. При измерении малых расстояний до причальной стенки импульсные системы могут иметь преимущества перед системами с непрерывным излучением, чувствительным к интенсивным переотражениям, которые возникают в резонаторе, образованном причалом и бортом судна [20].

Импульсный дальномер был применен также на крупнотоннажных танкерах как бесконтактный взрывобезопасный прибор для измерения уровня в «танках» и бункерах. В уровнемере ИМ-21 данные от импульсного микролокатора обрабатываются процессором, в который предварительно вводятся данные о геометрии «танков» и крене судна; на дисплее отображается непосредственно объем заполненной части «танка» и скорость его изменения [20]. Эффективным оказался радиолокационный уровнемер импульсного типа для контроля уровня шихты в горне доменной печи; трудно предложить более подходящее устройство для измерения расстояния до поверхности постоянно движущегося грубокускового материала в атмосфере запыленных агрессивных газов с температурой в сотни градусов [20].

Радиоимпульсы наносекундной длительности легко распространяются по «полуоткрытым» направляющим структу-

рам — однопроводным линиям, желобковым волноводам, «излучающим» коаксиальным кабелям — с искусственно увеличенной связью между внутренним объемом кабеля и свободным пространством. При использовании направляющих структур удастся совместить преимущества лучевой радиорефлектометрической системы (свободное положение исследуемого объекта) с возможностью направить излучение по произвольной траектории. Радиорефлектометрические методы охраны периметра объектов, трасс сверхскоростного транспорта и т. п. позволяют определять точное место приближения нарушителей к открытой линии. Зона действия таких радиорефлектометров может быть значительной — при использовании двух излучающих коаксиальных кабелей и радиоимпульсов длительностью 200 нс при несущей частоте 60 МГц удастся разместить прямой и обратный кабели на расстоянии до 20 м друг от друга. Используются системы и с лучевыми линиями — система сигнализации SR300 обеспечивает обнаружение нарушителя и наведение на него телевизионной камеры на дальности до 300 м [20].

Возможность получения малого импульсного объема позволяет использовать радиоимпульсные рефлектометры с остронаправленной антенной системой для решения задач радиовидения и интроскопии. Сигналы СВЧ в диапазоне 0,10—3,0 ГГц сравнительно хорошо проникают через природные диэлектрические материалы. Это позволяет использовать радиоимпульсы для измерения внутренней структуры разнообразных естественных и искусственных объектов. Так, в [103] рассмотрены вопросы радиолокационного измерения параметров слоистых земных покровов; двумерность объекта позволяет использовать широкие зондирующие пучки, которые могут формироваться небольшими антеннами, установленными на борту вертолета или самолета. Экспериментально подтверждена возможность измерения толщины пресноводного и морского (засоленного) льда, толщины слоя вечной мерзлоты, уровня водоносных горизонтов в песчаных грунтах, толщины торфа и т. п.

Если имеется возможность приблизить излучатель и приемник к границе раздела среды, то можно получить более точные характеристики отражающих объектов, расположенных под поверхностью. Как показал опыт применения «подповерхностных радиолокаторов», основная трудность задачи заключается в идентификации параметров отражающих объектов и выделении интересующего объекта из многочисленных отражателей. Теория и эксперимент показы-

вают (см. гл. 6), что задачу идентификации можно решить только при обработке на ЭВМ отсчетов мгновенных значений отраженных сигналов.

Практические конструкции интроскопов, не использующих обработки мгновенных значений сигнала, имеют сравнительно невысокие параметры: рефлектометр диапазона 10 см обнаруживает человека под влажным снегом на глубине до 1,5 м.

Полосовой спектр наносекундных радиоимпульсов позволяет просто реализовать алгоритмы идентификации объектов, основанные на спектральном анализе отраженных ими сигналов. Известно, что если в облученном объекте имеются механические контакты металл—металл, то в отраженном сигнале появятся нечетные гармоники несущей частоты—продукты нелинейного преобразования на переходе металл—окисел—металл. По этой причине в коаксиальных и волноводных линиях имеет место генерация гармоник сигнала в местах расположения корродирующих контактных поверхностей [104]. Высокие гармоники (3—5) несущей частоты не всегда могут распространяться в волноводных линиях, однако для коаксиальных и в особенности лучевых линий эта методика идентификации может быть вполне реальной, если имеется возможность предварительно «пометить» объект приданием ему заранее заданных нелинейных свойств. Например, для облегчения обнаружения человека под снегом достаточно вшить в одежду горнолыжника или туриста дипольную антенну, нагруженную на полупроводниковый диод.

Радиоимпульсные сигналы наносекундной длительности могут эффективно использоваться и для исследования «лучевых» линий передачи, например радиорелейных линий. В «спокойной» атмосфере происходит рассеяние импульсного сигнала на неоднородностях за счет случайных флуктуаций коэффициента преломления атмосферы. Так как радиус корреляции R коэффициента преломления велик по сравнению с длиной волны (он равен 20—50 м), то эти неоднородности рассеивают излучения под малыми углами порядка λ/R . Поэтому основная часть рассеянного излучения попадает на апертуру приемной антенны из области, приближенно ограниченной общей частью конусов с вершинами в антеннах и с углом при вершине порядка λ/R , а максимальное запаздывание рассеянного излучения не превышает $l\lambda^2/2R^2c_0$.

Для лучевых линий длиной 30—50 км, работающих в сантиметровом диапазоне, полное сечение рассея-

ния этого объема не превышает 10^{-6} м^2 и уровень рассеянного сигнала оказывается ничтожно малым, а задержка импульса рассеянного излучения близка к периоду несущей частоты радиоимпульсного сигнала.

В случае рассеяния сигнала на малых, сравнительно с длиной волны, неоднородностях, например каплях дождя, вторичное излучение практически не направлено и угол раствора конусов, образующих область рассеяния, оказывается значительно большим (порядка λ/D_a). При диаметре передающей и приемной антенн 3 м и трассе длиной 50 км, проходящей в слабом дожде (интенсивностью 1 мм/ч), энергия рассеянного сигнала в диапазоне 3 см составит около 1% от энергии прямого сигнала, а минимальная задержка рассеянного сигнала — несколько наносекунд.

Еще одним источником искажений радиоимпульсов могут быть дисперсионные явления при распространении излучения в атмосфере. В длинноволновой части сантиметрового диапазона — вдали от линий поглощения кислорода и паров воды — нелинейностью фазовой характеристики лучевой линии передачи при любой длине трассы можно пренебречь; в миллиметровом диапазоне при ширине спектра сигнала менее 1 ГГц с дисперсионными искажениями также можно практически не считаться.

Важным источником искажений в лучевой линии передачи являются паразитные отражения от «местных предметов», а также отражения от сильных локальных неоднородностей, возникающих в атмосфере за счет резких градиентов коэффициента преломления у границ инверсионных слоев и конвекционных потоков воздуха. В ряде работ рассмотрены методы измерения импульсных переходных характеристик радиорелейных линий и расчет по ним частотных параметров каналов связи [105].

Слабые искажения наносекундных радиоимпульсов в лучевых линиях позволяют использовать их для точной передачи временных шкал или измерения расстояний между реперными пунктами [105]. Работая совместно с многочастотными системами оптического диапазона (см. гл. 4), радиоимпульсные дальнометры могут обеспечить коррекцию влияния метеорологических факторов (в основном влажности) на скорость распространения электромагнитных сигналов и обеспечить точность измерения дальности порядка 0,1—1 мм на расстоянии 1—10 км или точность передачи момента времени в несколько пикосекунд на то же расстояние.

Радиоимпульсные сигналы имеют большое значение для организации многоканальных магистральных линий связи. Намечившаяся в 80-е годы тенденция использовать цифровые методы на всех уровнях формирования группового сигнала каналов связи обусловила развитие импульсной техники СВЧ диапазона, в особенности многопозиционных фазовых модуляторов и демодуляторов СВЧ колебаний [106]. Быстродействующие переключающие диоды (см. § 3.4) позволяют устанавливать требуемую фазу СВЧ колебаний за доли наносекунды, что соответствует скорости передачи информации в цифровых радиорелейных линиях до 1—6 Гбит/с и более; многопозиционная (8- или даже 16-ступенная) дискретная фазовая модуляция обеспечивает близкое к оптимальному использование выделенных полос частот. Дискретный характер модуляции позволяет широко использовать стандартные импульсные цифровые устройства для управления потоками информации во всех звеньях линий связи, что способствует удешевлению и унификации радиорелейной аппаратуры связи.

Глава 4

Импульсные измерения в оптическом диапазоне

4.1. Задачи импульсных измерений в оптическом диапазоне

Оптический диапазон в последнее время привлекает все более широкое внимание в связи с возможностью передачи больших объемов информации при малых потерях, высокой помехоустойчивости и скрытности передачи. Мощным стимулом развития приборов и систем оптического диапазона является наличие высококогерентных, монохроматических источников оптического излучения — лазеров. Большие возможности лазеров проявляются в импульсном режиме работы. Кроме того, именно развитие лазерной техники позволяет получать световые импульсы длительностью в доли пикосекунды, что недостижимо другими известными способами.

В настоящее время импульсные измерительные системы оптического диапазона используются для исследования волоконных линий передачи, для измерений расстояний в

космосе и атмосфере, исследования атомов и молекул и при решении других задач науки и техники.

При измерениях в волоконной оптике импульсные методы измерений позволяют решить следующие задачи:

определение неоднородностей волоконно-оптического тракта (здесь используется свойство импульсных сигналов быть локализованными по координате при распространении в направляющем тракте);

определение потерь волоконных линий методом обратного рассеяния. Измерение потерь с помощью импульсов излучения имеет определенные преимущества по сравнению с использованием непрерывного излучения при измерении волокна «на проход». Появляется возможность оценки распределения потерь вдоль линии; метод менее критичен к условиям возбуждения волокна;

измерение дисперсионных искажений волоконных линий, их спектральных характеристик. В настоящее время импульсный метод измерения дисперсии и коэффициента передачи является наиболее широко используемым и распространенным из-за его простоты, наглядности и достаточно высокой точности измерений.

Особое место среди импульсных оптических измерений занимают методы пикосекундной спектроскопии, позволяющие получить уникальные сведения о строении вещества. Они дают возможность решать задачи исследования спектрально-временных характеристик атомных и молекулярных переходов, наблюдения процессов релаксации возбужденных состояний, оценки времени жизни электронов на энергетических уровнях.

В условиях космического пространства импульсные методы определения расстояний просты и надежны для целей дальнометрии. Применение импульсов излучения длительностью порядка 100 пс позволяет измерять расстояния с точностью в несколько сантиметров.

В условиях атмосферы оптические сигналы ослабляются в 10^{10} — 10^{20} раз и более. Импульсные лазеры с синхронизацией мод позволяют формировать пикосекундные импульсы мощностью в сотни мегаватт, что создает благоприятные условия для измерений расстояний в атмосфере.

Известны импульсные геодиметры, использующие импульсы длительностью от нескольких единиц до десятков наносекунд [107]. Однако даже при таких относительно длительных импульсных сигналах расстояния, измеряемые этими приборами, колеблются в зависимости от времени суток, времени года.

К основным задачам импульсной дальнометрии в условиях атмосферы следует отнести разработку методов, позволяющих скомпенсировать зависимость результатов измерений от давления, температуры, содержания влаги в атмосфере. Эти методы приводят к необходимости использования измерительных систем с импульсами излучения на различных несущих частотах.

Общей задачей, возникающей в указанных выше измерительных системах, является формирование импульсов излучения наносекундной и пикосекундной длительности, а также построение маломощных широкополосных приемных устройств оптического диапазона.

Методы решения указанных задач рассматриваются в последующих разделах данной главы.

4.2. Импульсные измерения в волоконной оптике

4.2.1. Методы измерения потерь и оценки неоднородных участков

Как известно, ослабление мощности сигналов, распространяющихся по волноводам вдоль координаты z , описывается уравнением

$$P'(z)/P(z) = -\alpha_0(z), \quad (4.1)$$

где $P'(z) = dP(z)/dz$; $\alpha_0(z)$ — коэффициент потерь. Из (4.1) следует уравнение для зависимости мощности от координаты

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha(z)z}, \quad (4.2)$$

где P_0 — мощность сигнала на входе волновода;

$$\alpha(z) = \frac{1}{z} \int_0^z \alpha_0(z) dz \quad (4.3)$$

— показатель потерь.

Метод измерения потерь, заключающийся в зондировании волоконной линии импульсным сигналом и наблюдении его обратного рассеивания, основывается на свойстве стекла рассеивать проходящий свет. Это определяется технологической особенностью получения стекла, наличием у него флуктуации показателя преломления. Это рассеивание, обычно называемое собственным рассеиванием стекла, как правило, подчиняется закону Рэлея.

Мощность рассеянного света, проходящего к входному торцу волокна, как функцию расстояния можно определить, учитывая двойное прохождение излучения по волокну:

$$P(z) = kSP_0 e^{-2\alpha(z)z}, \quad (4.4)$$

где k — постоянная, определяющая потери в устройстве связи; S — коэффициент обратного рассеивания излучения в волокне. Следует отметить, что в данном случае показатель потерь определяется выражением, отличным от (4.3):

$$\alpha(z) = \frac{1}{2z} \int_0^z [\alpha'_0(z) + \alpha''_0(z)] dz, \quad (4.5)$$

где $\alpha'_0(z)$ и $\alpha''_0(z)$ — коэффициенты потерь в прямом и обратном направлениях. В общем случае эти коэффициенты не равны друг другу, так как обратнорассеянный свет возбуждает все моды волоконной линии. Однако в реальных волокнах вследствие наличия связи мод на неоднородностях волокна даже при селективном возбуждении мод устанавливается стационарное распределение мод. Для уменьшения этого расстояния могут приниматься и специальные меры, поэтому при исследовании достаточно длинных волоконных линий коэффициенты $\alpha'_0(z)$ и $\alpha''_0(z)$ можно считать приближенно равными.

Коэффициент обратного рассеивания S определяется как свойствами стекла, так и волноводными свойствами волоконной линии. Для многомодовых волокон, т. е. волокон с большим диаметром сердечника, при условии, что свет рассеивается изотропно во все окружающее пространство, коэффициент S можно определить формулой

$$S = \alpha_s (NA)^2 / 4n_1^2, \quad (4.6)$$

где α_s — коэффициент рассеяния света материалом волокна, определяющий одну из составляющих коэффициента потерь α_0 ; $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ — численная апертура волокна; n_1 и n_2 — показатели преломления сердечника и оболочки.

Для одномодового волокна [108]

$$S = \alpha_s \frac{3}{2} \frac{(NA)^2}{(W_0/a)^2 v^2 n_1^2}, \quad (4.7)$$

где a — радиус; W_0 — параметр, определяющий распределение основной моды в поперечном направлении;

$$v = a8\pi NA/\lambda, \quad (4.8)$$

λ — длина волн.

Используя следующую аппроксимацию для волновода со ступенчатым изменением показателя преломления:

$$W_0/a = 0,65 + 1,619v^{-3/2} + 2,879v^{-6},$$

можно показать, что в диапазоне $1,5 < v < 2,4$

$$0,21 \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \leq \frac{S}{\alpha_s} \leq 0,24 \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2}. \quad (4.9)$$

Сравнение формул (4.6) и (4.9) показывает, что обратно рассеянные сигналы приблизительно равны в одномодовых и многомодовых волноводах.

Для определения показателя потерь по экспериментальным данным можно воспользоваться формулой (4.4), исключив из нее

$$\alpha(z) = \frac{1}{2z} \log \frac{kSP_0}{P(z)}, \quad (4.10)$$

где P_0 и $P(z)$ — мощности на входе линии и отраженная от координаты z . Однако непосредственные расчеты по этой формуле трудно выполнить, так как необходимо экспериментально оценить коэффициенты k и S . Если предположить, что потери постоянны на участке длиной Δz , то можно записать

$$2z_1 \alpha(z_1) = 10 \log \frac{kSP_0}{P(z_1)}, \quad 2(z_1 + \Delta z) \alpha(z_1) = 10 \log \frac{kSP_0}{P(z_1 + \Delta z)}.$$

Вычитая из второго уравнения первое, получаем

$$\alpha(z_1) = \frac{5}{\Delta z} \log \frac{P(z_1)}{P(z_1 + \Delta z)}. \quad (4.11)$$

В пределе, при $\Delta z \rightarrow 0$,

$$\alpha(z_1) = 5P'(z_1)/P(z_1). \quad (4.12)$$

При сравнении (4.1) и (4.12) и учете того, что $\alpha(z)$ выражено в дБ/км, из этих выражений следует $\alpha_0(z) = \alpha(z)$. Это действительно имеет место, если коэффициент $\alpha_0(z)$ постоянен по координате z . Если потери зависят от координаты, то для определения показателя потерь следует использовать формулу (4.11). Расчеты по формуле (4.12) дают значение коэффициента потерь $\alpha_0(z)$. Различия в коэффициентах $\alpha_0(z)$ и $\alpha(z)$ проявляются в том, что $\alpha(z)$ характеризует усредненные потери по длине Δz волоконной линии, а $\alpha_0(z)$ определяет дифференциальные потери — коэффициент потерь на координате z .

Оценим мощность зондирующего импульса и чувствительность фотоприемного устройства для измерения потерь в волоконных световодах. Для этого найдем абсолютное значение мощности рассеянного света при зондировании волоконной линии импульсным сигналом заданной длительности.

Учитывая связь между координатой z исследуемого волокна и моментом времени $t = 2z/v$ (4.4):

$$P(t) = kSP_0 e^{-\alpha(t)vt}, \quad (4.13)$$

где v — скорость распространения сигнала в волокне. Анализ (4.13) показывает, что эта формула соответствует использованию зондирующего импульса бесконечно малой длительности, так что сигналы, отраженные от различных координат в волокне, приходят в разные моменты времени. Это соответствует идеализированному случаю — бесконечно большой разрешающей способности. При использовании для зондирования импульсов излучения длительностью $t_{\text{и}}$ мощность рассеянного света определяется сверткой с функцией $u_3(t)$, характеризующей форму зондирующего импульса (амплитудное значение этой функции равно единице),

$$P_T(t) = \int_0^{t_H} P(t-\xi) u_3(\xi) d\xi. \quad (4.14)$$

Для упрощения выкладок положим $\alpha(t) = \alpha_0 = \text{const}$ и подставим (4.13) в (4.14)

$$P_T(t) = kSP_0 e^{-\alpha_0 vt} \int_0^{t_H} e^{-\alpha_0 v\xi} u_3(\xi) d\xi. \quad (4.15)$$

Аппроксимируя $u_3(t)$ сигналом прямоугольной формы, получаем

$$P_T(t) = kSP_0 e^{-\alpha_0 vt} \frac{1}{\alpha_0 v} (1 - e^{-\alpha_0 vt_H}). \quad (4.16)$$

Замечая, что $\alpha_0 vt_H \ll 1$ (эта величина определяет потери на расстоянии, равном длине волоконной линии, соответствующей длительности t_H), разложим экспоненту в скобках выражения (4.16) в ряд и ограничимся первыми двумя членами:

$$P_T(t) = kSP_0 t_H e^{-\alpha_0 vt}. \quad (4.17)$$

Из формулы (4.17) следует, что мощность света, рассеянного в обратном направлении, пропорциональна длительности зондирующего импульса.

Таким образом, требования высокой разрешающей способности и высокой чувствительности противоречивы, так как при заданной мощности квантового генератора P_0 повышение разрешающей способности по координате приводит к уменьшению рассеянного в обратном направлении излучения. Формула (4.11) получена для идеализированного случая, когда $u_3(t) = \delta(t)$, однако расчетные соотношения (4.11), (4.12) остаются справедливыми вследствие сокращения коэффициента kSP_0 при определении показателя потерь.

Из (4.17) можно получить выражение для рассеянной мощности, совпадающее с приведенным в работе [109]:

$$P_T(t) = kP_0 t_H \alpha_s v \frac{(NA)^2}{4n^2} e^{-\alpha_0 vt}. \quad (4.18)$$

Полагая $k = 1$, $NA = 0,2$, $n = 1,5$, $\alpha_s = 4$ дБ/км и выражая t_H в наносекундах, получаем

$$P(t) = 0,92 \cdot 10^{-6} P_0 t_H e^{-\alpha_0 vt}. \quad (4.19)$$

Из (4.19) следует, что мощность рассеянного света в точке максимума ($t = 0$) на шесть порядков меньше мощности излученного сигнала.

Несмотря на требование обеспечения большого динамического диапазона метод обратного рассеивания импульсного сигнала имеет ряд существенных преимуществ по срав-

нению с методом измерения потерь, основанным на измерении затухания монохроматического сигнала после прохождения им отрезка волокна:

измерения проводятся при использовании только одного конца волокна, что имеет большое значение при определении потерь в проложенных линиях связи;

возможно измерение неоднородности потерь по длине волоконной линии;

возможно раздельное определение коэффициентов отражения от соединителей и других неоднородных участков с высокой разрешающей способностью по длине;

меньшая зависимость измерений от условий возбуждения волоконной линии, так как обратнорассеянный свет занимает всю численную апертуру волокна.

Типичная картина обратнорассеянного сигнала после его усреднения приведена на рис. 4.1, *а*. Выброс, наблюдаемый в момент t_0 , соответствует отражению в устройстве связи, а выброс в момент t_k — отражению от торца волокна. Для определения показателя потерь на участках $t_0 - t_1$ и $t_1 - t_k$ следует провести вычисления по формуле (4.11). Момент t_1 соответствует скачкообразному затуханию, возникающему в местах сращивания волокон, на разъемах, на дефектах. Если мощность рассеянного в обратном направлении света до скачка затухания обозначить P_2 , а мощность после скачка P_1 , то, учитывая, что сигнал дважды проходит место дефекта, получим, что затухание в (децибелах) определяется выражением

$$A = \frac{10}{2} \log \frac{P_2}{P_1}. \quad (4.20)$$

Вычисления по формуле (4.20) можно производить в тех случаях, когда скачок затухания можно считать дискретным и длительность зондирующего импульса достаточно мала.

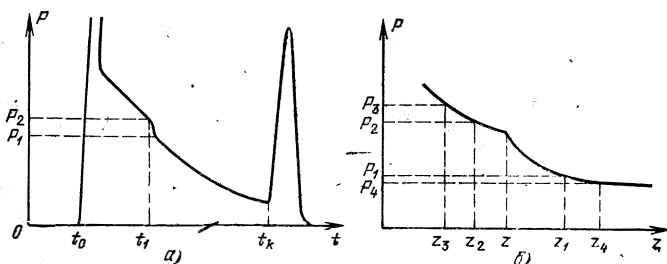


Рис. 4.1. Обратнорассеянный сигнал в световоде

При невыполнении этих условий измерить мощности P_2 и P_1 на границе неоднородного участка нельзя. В данном случае (рис. 4.1, б) следует измерять мощности P_2 и P_1 в удаленных от неоднородности участках с последующей интерполяцией результатов к месту неоднородности.

Для расчета затухания следует использовать следующую формулу [110]:

$$A = 5 \log \frac{P_2}{P_1} - 5 \left(\frac{z_1 - z}{z_4 - z_1} \log \frac{P_1}{P_4} - \frac{z_2 - z}{z_2 - z_3} \log \frac{P_3}{P_2} \right). \quad (4.21)$$

Мощности P_1 — P_4 определяются в соответствии с рис. 4.1, б. Первый член в скобках корректирует погрешность в определении затухания A за счет уменьшения P_1 , второй член — погрешность, вызванную завышенным значением P_2 в точке измерения. Кроме скачков затухания по рефлектограмме можно идентифицировать и другие неоднородности. Так, дискретные всплески отраженного сигнала определяют места отражающих участков, наличие больших выбросов говорит о возможном обрыве волокна.

По рефлектограмме можно определить также постоянную обратного рассеяния световода S . Один из методов таких измерений [110] рассматривает отражение вблизи конца световода (рис. 4.2). Измеряются мощность, отраженная от конца световода,

$$P_K = k \Gamma P_0 e^{-2\alpha z_K},$$

где Γ — коэффициент отражения от торца, а также мощность в непосредственной близости от конца световода

$$P_s = k P_0 S \Delta z e^{-2\alpha z_s}, \quad (4.22)$$

где $\Delta z = v t_n$ — разрешающая способность прибора по координате. Отношение P_s/P_K позволяет определить параметр S :

$$S = \frac{\Gamma}{\Delta z} \frac{P_s}{P_K} e^{-2\alpha(z_s - z_K)}. \quad (4.23)$$

Если при измерениях имеется доступ к обоим концам световода, то точность измерений можно повысить. Например, определяя мощности отраженных сигналов, измеренных в прямом P_f и обратном P_b направлениях, по формулам

$$P_f(z) = k_0 \Gamma(z) S(z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_0(z) dz \right],$$

$$P_b(z) = k_0 \Gamma(z) S(z) \exp \left[-2 \int_z^l \alpha_0(z) dz \right],$$

где k_0 — постоянная величина; l — длина линии, можно получить выражения

$$\sqrt{P_f(z) P_b(z)} = \text{const } \Gamma(z) S(z), \quad (4.24)$$

$$\sqrt{P_f(z)/P_b(z)} = \text{const} \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_0(z) dz \right] = \text{const} \times \\ \times \exp(-2\alpha z), \quad (4.25)$$

где (4.25) описывает кривую, определяющую затухание сигнала. На рис. 4.3 приведены экспериментальные результаты исследования данным методом отрезка оптического волокна длиной 500 м [111]: кривая 1 представляет неоднородности исследуемого тракта, а кривая 2 — затухание мощности рассеянного сигнала.

Оптический рефлектометр можно использовать и для определения диаметра сердечника волоконных линий. Можно показать [112], что мощность сигнала, рассеянного волоконной линией с различным диаметром сердечника при ее возбуждении импульсом излучения, описывается выражением

$$P(z) = kSP_0 e^{-2\alpha_0 z} a_0^2/a^2(z), \quad (4.26)$$

где $a(z)$ — диаметр сердечника на координате z ; $a_0 = a(z)$ для $z = z_0$ — диаметр сердечника на входе исследуемой линии.

Выражение (4.26) позволяет легко оценить функцию $a(z)$, если измерена мощность $P(z)$ и известно значение a_0 . Для определения $a^2(z)$ удобно использовать описанный выше метод измерений рассеянной мощности $P(z)$ с двух концов волокна. Получаемая при этом величина $\Gamma(z) S(z)$ при постоянном коэффициенте рассеяния $S(z)$ пропорциональна квадрату диаметра волокна.

Для проверки данного метода была специально изготовлена волоконная линия с сердечником, диаметр которого изменялся по гармоническому закону [112] (рис. 4.4). На рис. 4.4, а показано изменение диаметра используемой во-

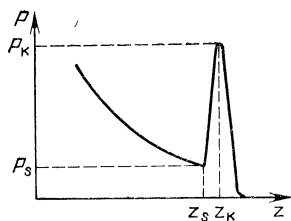


Рис. 4.2. Отражение от конца световода

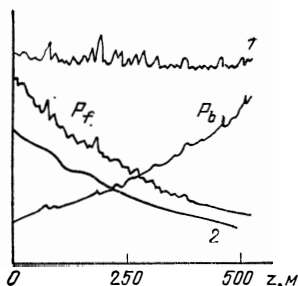
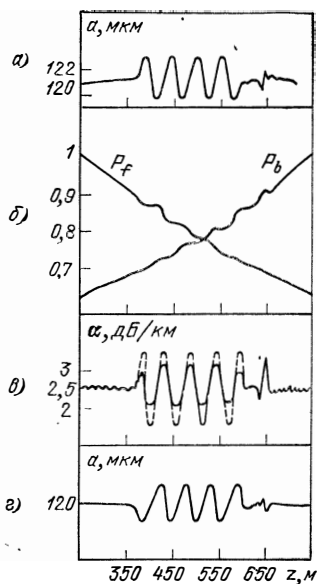


Рис. 4.3. Рефлектограмма световода

Рис. 4.4. Графики рассеянной мощности и потерь световода с переменным диаметром сердечника



локонной линии, на рис. 4.4, б — мощности рассеянных сигналов, измеренные с обоих концов волокна. На рис. 4.4, в приведен показатель потерь волокна, рассчитанный по формуле (4.12). Легко показать, что для выражения (4.26) показатель потерь равен

$$\alpha(z) = \alpha_0 - \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(10 \log_{10} \frac{a_0^2}{a^2(z)} \right). \quad (4.27)$$

Теоретически рассчитанный по формуле (4.27) показатель потерь приведен на рис. 4.4, в штриховой линией. Измеренное значение несколько меньше теоретического; это вызвано затуханием ряда мод в оболочке волокна, что не учитывается формулой (4.26).

Из рис. 4.4, г, на котором приведена функция $a(z)$, следует, что ее можно использовать для определения отклонения диаметра сердечника от a_0 с высоким разрешением.

В оптическом рефлектометре (рис. 4.5), где М — модулятор, Фп — фотоприемник, У — усилитель, в качестве устройства связи (УС) можно использовать светоделительную пластинку, совмещенную с линзами для фокусировки излученного света. Такие устройства связи использовались в первых макетах рефлектометров, однако они не получили широкого распространения из-за сложности обеспечения

высокой направленности и развязки падающего на волокно и рассеянного волокном излучения. Лучшими характеристиками обладают устройства связи, полученные на основе связанных волоконных линий.

В оптическом рефлектометре с достаточно высокой разрешающей способностью требуется большая чувствительность приемной части. Поэтому осциллографические устройства рефлектометра конструируют на основе стробоскопического метода с многократным стробированием каждой точки рассеянного излучения. Это позволяет выделить слабый сигнал из шума фотоприемного устройства, однако скорость развертки отраженного сигнала получается малой и для регистрации информации необходимо использовать графопостроитель.

В зарубежных приборах для регистрации слабых сигналов, наблюдаемых на фоне шума, широкое распространение получил «Бокскар»-интегратор. Это устройство позволяет аналоговым способом проводить накопление сигналов многократным стробированием одной и той же точки сигнала. Кроме того, «Бокскар»-интегратор позволяет регулировать длительность строб-импульса, что позволяет дополнительно повысить отношение сигнал-шум при регистрации узкополосных сигналов. Вместо «Бокскар»-интегратора можно использовать отечественный стробоскопический осциллограф СК7-18, который в режиме импульсного рефлектометра позволяет выполнять накопление импульсных сигналов. Для построения оптического рефлектометра на базе этого прибора необходимо заменить в нем выносной блок более низкочастотным, с меньшей полосой пропускания. Можно использовать также импульсный рефлектометр Р5-9.

Для автоматизации измерений в [113] предложено использовать метод, который реализуется с помощью установки, структурная схема которой изображена на рис. 4.6 (на рисунке КГ — квантовый генератор, ПМ — преобразователь мод). Световые импульсы длительностью 80 нс формируются модулятором на ячейке Поккельса (М) и вводятся в волокно посредством светоделительной пластинки. Специальная схема задержки (СЗ) формирует два стробиру-

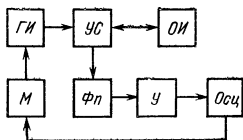


Рис. 4.5. Структурная схема оптического рефлектометра

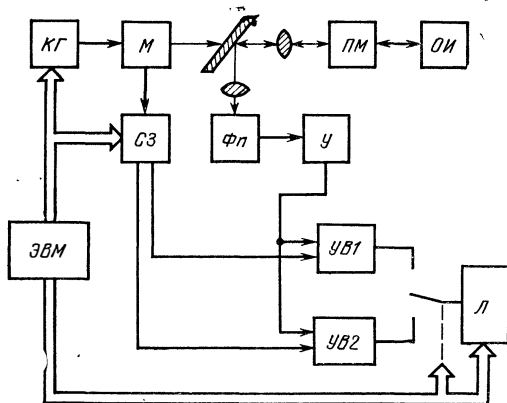


Рис. 4.6. Структурная схема автоматизированной измерительной установки

щих импульса в моменты времени t_1 и t_2 . С их помощью в устройствах выборки УВ1 и УВ2 и запоминания считываются два значения сигнала, соответствующего рассеянному в обратном направлении свету. В логометре (Л) вычисляется отношение измеренных значений, и на основе этого ЭВМ по формуле (4.11) вычисляет показатель потерь волокна.

Преимуществом данного метода измерений является автоматизация процесса и исключение медленных дрейфов мощности излучения и чувствительности приемника вследствие считывания информации за один такт зондирующего импульса. Усреднение информации производится аналоговым и цифровым способами.

Недостатком схем, изображенных на рис. 4.5 и рис. 4.6, является то, что для реализации большого динамического диапазона, необходимого для обеспечения высокой разрешающей способности, требуется высокая чувствительность приемной части. При этом возникают значительные перегрузки усилителя фотоэлектрических сигналов импульсом, отраженным от входного торца волокна или от устройства связи.

В работе [109] описан прибор с временным стробированием фотоприемного устройства, выключающим усилитель в момент прихода импульса, отраженного от входного торца волокна. В качестве фотоприемного устройства применен фотоумножитель, поэтому для модуляции фотоприемника используется высоковольтный модулятор. Дан-

ный метод измерений позволил получить динамический диапазон прибора около 90 дБ, что на 65 дБ ниже 4% уровня сигналов, отраженных от торца волокна. Это дает возможность измерять потери импульсами длительностью порядка 5 нс, обеспечивая разрешение около 1 м.

В настоящее время уже имеются оптические рефлектометры с требуемыми характеристиками.

Из отечественных оптических рефлектометров следует отметить прибор, описанный в работе [36]. Он имеет разрешающую способность по координате 3 м, точность измерения интенсивности рассеянного излучения 5% и позволяет измерять френелевское отражение от торца световода при общих потерях в тракте до 65 дБ. В качестве источника излучения используется инжекционный лазер на основе двойной гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с пороговым током 0,5 А. Фотоприемник выполнен на основе кремниевого лавинного фотодиода с напряжением смещения 200 В и чувствительностью 12 А/Вт.

Из зарубежных наиболее удобны в работе приборы с записью информации в цифровом виде: AQ1702, MW94A и MW95 A (Япония). Они позволяют записывать и усреднять рассеянный сигнал в течение длительного времени, а затем быстро воспроизводить его на экране индикатора.

4.2.2. Методы измерения дисперсионных и частотных характеристик волоконных линий связи

Другой важной характеристикой оптической линии связи является зависимость скорости распространения в линии от частоты. Дисперсионные искажения сигналов ограничивают пропускную способность высокоскоростных систем передачи информации. Дисперсионные искажения проявляются в расплывании импульсных сигналов по длительности по мере распространения вдоль волокна. Поэтому метод зондирования волоконно-оптической линии пикосекундными импульсами излучения является одним из основных методов экспериментального определения дисперсионных искажений.

Для измерений дисперсионных искажений часть направляемого в волокно импульса ответвляется устройством ввода и регистрируется широкополосным осциллографом, определяя параметры зондирующего сигнала. Прошедший волокно импульс детектируется и подается на второй вход осциллографа. Особое внимание следует обращать на то, чтобы длительность зондирующего сигнала и длительность

импульсной характеристики фотоприемного устройства были меньше ожидаемого времени установления переходной характеристики волокна. При исследовании высококачественных и одномодовых линий связи это требование может оказаться трудновыполнимым с помощью малогабаритных квантовых генераторов. Поэтому некоторые авторы предлагают при измерении дисперсионных искажений использовать многократное («челночное») прохождение импульсом волокна для увеличения дисперсионных искажений сигнала. Структурная схема устройства, реализующего такой метод измерений дисперсионных искажений, приведена в работе [114].

Дисперсионные искажения импульсных сигналов вызываются следующими причинами: зависимостью свойств материала волновода от частоты, волноводной дисперсией, т. е. зависимостью скорости распространения от частоты для данной моды, различной скоростью распространения различных мод — модовой дисперсией.

Чтобы отделить модовую дисперсию от двух первых типов дисперсионных искажений, можно воспользоваться тем фактом, что она не зависит от ширины спектра зондирующего импульса излучения. Поэтому при использовании когерентного лазерного источника с узким спектром искажения будут определяться в основном различной скоростью распространения мод. Первые два типа дисперсионных искажений можно определить с помощью двух генераторов когерентных импульсов излучения, работающих на различных частотах, по изменению задержки сигналов.

Частотная характеристика волоконной линии может быть определена после записи в памяти ЭВМ формы зондирующего $u_z(t)$ и прошедшего $u_{\text{пр}}(t)$ волокно импульсов излучения и преобразования их фотоэлектрическим преобразователем. Для коэффициента передачи следует использовать формулу

$$K(j\omega) = F[u_{\text{пр}}(t)]/F[u_z(t)], \quad (4.28)$$

где $F[\cdot]$ — обозначение операции преобразования Фурье сигнала.

Для определения частотных характеристик вместо ЭВМ можно применять низкочастотный анализатор спектра. После трансформации стробоскопическим преобразователем в низкочастотную область спектр сигнала с выхода фотоприемного устройства подается на анализатор спектра. Для правильной индикации частотной характеристики волоконной линии в данном методе измерений необходимо, что-

бы спектр зондирующего импульса мало изменялся в диапазоне частот измерений. С этой точки зрения прибор с цифровой обработкой сигнала имеет большую точность, так как позволяет произвести коррекцию результатов измерений по формуле (4.28), компенсирующую неравномерность спектра зондирующего импульса.

В [115] описан прибор, позволяющий измерять частотные характеристики волоконной линии передачи в диапазоне частот до 5 ГГц. В приборе использован анализатор спектра и генератор оптических импульсов пикосекундной длительности. Высокопроизводительная измерительная система, построенная на базе стробоскопического осциллографа с полосой пропускания 18 ГГц и генератора импульсов излучения длительностью 65 пс, описана в [116]. Эта измерительная система содержит одну мини-ЭВМ для управления приборами и сбора информации и другую — для более детальной обработки информации. Измерительная система имеет математическое обеспечение, позволяющее кроме измерения коэффициента передачи исследуемой волоконной линии и дисперсионных свойств идентифицировать лазерные диоды и фотоприемники.

4.3. Методы измерений расстояний с помощью пикосекундных импульсов

4.3.1. Распространение импульсов излучения в свободном пространстве и атмосфере

Задача измерения расстояния связана с учетом особенности распространения импульсов излучения. Условия для распространения электромагнитных волн оптического диапазона наиболее благоприятны в свободном пространстве. Преимущество использования волн этого диапазона заключается в возможности создания излучения с высокой направленностью при малых размерах направляющих антенн и тем уменьшить ослабление сигнала за счет расхождения волн.

Применение в качестве антенны широкой линзы позволяет излучать волны с распределением интенсивности в поперечном сечении по гауссовскому закону. Так, для $\lambda = 1$ мкм и радиуса пятна на линзе 5 см угол раскрыва излучения составляет 5 мкрад, а радиус пятна на расстоянии 100 км будет всего 3,3 м.

В отличие от космического пространства при распространении световых пучков в атмосфере возникает дополнитель-

ная расходимость, обусловленная турбулентностью атмосферы. Обычно углы расширения излучения в атмосфере на расстояниях до 50 км 15—60 мкрад, при этом возможны вариации угла расхождения в течение суток. Уже по этой причине мощность излучения в месте приемного устройства с заданной апертурой в условиях атмосферы будет меньше, чем в свободном пространстве. Однако основными факторами, определяющими затухание оптических сигналов в атмосфере, являются поглощение и рассеяние.

Поглощение обусловлено газовой составляющей атмосферы. Спектральная зависимость поглощения характеризуется наличием большого количества узких линий даже в полосе пропускания. Ширина и положение линий зависят от давления, температуры, концентрации газовых компонентов. Рассеяние производится молекулами воздуха и аэрозолями и также зависит от метеорологических условий. В [117] приведены спектры пропускания слоев атмосферы в широком диапазоне длин волн, позволяющие выбрать длину волны и тип лазера, спектральная линия которого слабо или умеренно поглощается в атмосфере. Однако даже при благоприятных условиях ослабление импульсов излучения на расстоянии 100 км может достигать 10^{10} — 10^{15} .

При распространении пикосекундных импульсных сигналов в атмосфере важное значение имеет знание искажений формы сигнала. Возможны два основных источника искажений: за счет дисперсии сигналов в атмосфере и за счет частотно-зависимого рассеивания и поглощения. Оценки показывают, что влияние дисперсии на оптические импульсы в атмосфере пренебрежимо мало на расстояниях порядка 200 км и при длительностях импульсов в несколько десятков пикосекунд.

Значительные искажения формы импульсного сигнала могут возникать при неблагоприятных погодных условиях вследствие нестационарного рассеяния света в турбулентной атмосфере и частотно-зависимых потерь. Задача расчета пространственно-временного изменения формы импульса и распространения в поглощающей и рассеивающей среде чрезвычайно сложна. Эксперименты показывают, что при значительной концентрации частиц (водные облака, дымки) длительность импульса может увеличиться до десятков и сотен наносекунд.

При распространении оптических сигналов в атмосфере на большие расстояния следует также учитывать отклонение траектории света от прямолинейной вследствие атмосферной рефракции. На рис.4.7 путь луча из точки *A* в *B*

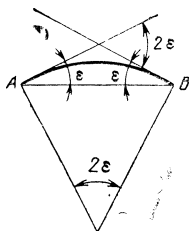


Рис. 4.7. Геометрическое изображение лучей

выделен жирной линией. Пользуясь выражениями для радиуса R кривизны оптического луча, зависящего от изменения показателя преломления с высотой dn/dh [118], а также выражением для угла рефракции ε , можно дать оценку дополнительного хода луча по сравнению с прямолинейным отрезком

$$\Delta l = \frac{1}{3} \left(\frac{l}{2} \frac{dn}{dh} \right)^2 \frac{1}{dn/dh}. \quad (4.29)$$

Для $T = 15^\circ \text{C}$, $h = 8,3$ км и градиента температуры $dT/dh = 6,5^\circ \text{C/км}$ следует $dn/dh = -27 \cdot 10^{-6} \text{ км}^{-1}$ и угол рефракции на расстоянии 200 км $\varepsilon = 2,7 \cdot 10^{-3}$ рад. Это обуславливает дополнительный ход оптического луча $\Delta l = 25$ см. На расстоянии 100 км $\varepsilon = 1,35 \cdot 10^{-3}$ рад, $\Delta l = 3$ см.

Дополнительный путь, проходимый оптическим сигналом, пропорционален кубу расстояния, поэтому из приведенных данных следует, что при $l > 200$ км погрешность определения расстояния по времени распространения сигнала, вызванная атмосферной рефракцией, может быть значительной. Эта погрешность в основном определяется скоростью изменения показателя преломления с высотой. Последний параметр зависит от градиента температуры и изменяется в течение суток, переходя от отрицательных значений в дневное время к положительным ночью.

4.3.2. Основные расчетные соотношения

Для точного определения расстояний наиболее перспективно использование аналитических моделей показателя преломления и адаптивное оценивание параметров этих моделей по результатам измерений. В зависимости от выбранной модели получаются различные методы измерений расстояний в атмосфере.

Пусть показатель преломления аппроксимируется формулой $n - 1 = K(\lambda) p/T$, где T — абсолютная температура; $K(\lambda)$ — константа; p — давление, тогда получим

$$\frac{\partial n}{\partial h} = K(\lambda) \left(\frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \frac{p}{T^2} \frac{dT}{dh} \right). \quad (4.30)$$

Член, зависящий от градиента температуры и от давления, входит в выражение для $\partial n / \partial h$ мультипликативно с членом, зависящим от длины волны. Обозначая этот член

$$\Phi = \frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \frac{p}{T^2} \frac{dT}{dh}, \quad (4.31)$$

записываем выражение для радиусов траекторий луча на длинах волн λ_1 и λ_2 :

$$R_1 = 1/(K_1 \Phi), \quad R_2 = 1/(K_2 \Phi),$$

где $K_1 = K(\lambda_1)$; $K_2 = K(\lambda_2)$.

Так как расстояние, измеряемое на каждой длине волны, $l_i = l + \Delta l_i$, где Δl_i определяется формулой (4.29), то с учетом значений R_1 и R_2 можно записать

$$l_1 = l + \frac{1}{3} \left(\frac{l}{2} \right)^3 K_1^2 \Phi^2, \quad (4.32)$$

$$l_2 = l + \frac{1}{3} \left(\frac{l}{2} \right)^3 K_2^2 \Phi^2. \quad (4.33)$$

Разность измеряемых длин

$$\Delta l = l_1 - l_2 = \frac{1}{24} l^3 \Phi^2 (K_1^2 - K_2^2),$$

откуда

$$\Phi^2 = 24 \Delta l / l^3 (K_1^2 - K_2^2). \quad (4.34)$$

Подставляя (4.34) в (4.32), получаем

$$l = l_1 - \Delta l K_1^2 / (K_1^2 - K_2^2). \quad (4.35)$$

Расчеты по формуле (4.35) позволяют скомпенсировать погрешность, вызываемую атмосферной рефракцией, однако они не учитывают дисперсионную характеристику атмосферы — зависимость скорости распространения света от длины волны. При далеко отстоящих частотах импульсов эта погрешность может быть значительной.

Для компенсации дисперсии скорости распространения учтем, что в формулах (4.32) и (4.33)

$$l_1 = v_1 t_{31} = \frac{c}{n_1} t_{31} = \frac{c}{1 + K_1 p/T} t_{31} \simeq l_{01} - l_{01} K_1 p/T$$

(где t_{31} , t_{32} — время задержки импульсных сигналов на длине волны λ_1 и λ_2 ; v_1 — скорость света с длиной волны λ_1 ; $l_{01} = ct_{31}$) и аналогично

$$l_2 = v_2 t_{32} = l_{02} - l_{02} K_2 p/T,$$

где $l_{02} = ct_{32}$. Тогда формула (4.35) приобретает вид

$$l = l_{01} - \frac{\Delta l_{21} K_1^2}{K_1^2 - K_2^2} + \left[\frac{(l_{02} K_2 - l_{01} K_1) K_1^2}{K_1^2 - K_2^2} t_{01} K_1 \right] \frac{p}{T}, \quad (4.36)$$

где $\Delta l_{21} = l_{02} - l_{01}$.

При проведении измерений на третьей частоте аналогичное уравнение можно записать в виде

$$l = l_{01} - \frac{\Delta l_{31} K_1^2}{K_1^2 - K_3^2} + \left[\frac{(l_{03} K_3 - l_{01} K_1) K_1^2}{K_1^2 - K_3^2} - l_{01} K_1 \right] \frac{p}{T}, \quad (4.37)$$

где $\Delta l_{31} = l_{03} - l_{01}$.

Приравнявая (4.36) и (4.37), получаем значение p/T — среднее по трассе:

$$\frac{p}{T} = \left(\frac{\Delta l_{21}}{K_1^2 - K_2^2} - \frac{\Delta l_{31}}{K_1^2 - K_3^2} \right) / \left(\frac{l_{02} K_2 - l_{01} K_1}{K_1^2 - K_2^2} - \frac{l_{03} K_3 - l_{01} K_1}{K_1^2 - K_3^2} \right). \quad (4.38)$$

Подставляя это значение в (4.36) или (4.37), получаем расстояние с учетом рефракции и дисперсии в атмосфере.

Основным недостатком приведенного метода коррекции погрешностей измерений расстояний в атмосфере является то, что использованная модель показателя преломления не учитывает содержания в атмосфере паров воды. Так как влажность атмосферы значительно изменяется при различных погодных условиях, то необходима разработка методов, позволяющих компенсировать ее влияние на результаты измерений.

Учесть содержание влаги в атмосфере позволяет следующая эмпирическая модель показателя преломления [118]:

$$(n - 1) 10^8 = K(\lambda) D_s + H(\lambda) D_w, \quad (4.39)$$

где

$$K(\lambda) = 237,34 + 683\,939,7 + (130 + \sigma^2)/(130 - \sigma^2)^2 + 4547,3 (38,9 + \sigma^2)/(38,9 - \sigma^2)^2; \quad (4.40)$$

$$H(\lambda) = 648,31 + 174,174\sigma^2 + 3,5575\sigma^4 + 0,6195\sigma^6, \quad (4.41)$$

$\sigma = 1/\lambda$ — волновое число в вакууме, мкм^{-1} ; D_s и D_w определяют вклад, обусловленный сухим воздухом и водяным паром,

$$D_s = \frac{p_s}{T} \left[1 + p_s \left(57,9 \cdot 10^{-8} - \frac{9,325 \cdot 10^{-4}}{T} + \frac{0,2584}{T^2} \right) \right], \quad (4.42)$$

$$D_w = \frac{p_w}{T} \left[1 + p_w (1 + 3,7 \cdot 10^{-4} p_w) \times \right. \\ \left. \times \left(-2,373 \cdot 10^{-3} + \frac{2,2236}{T} - \frac{710,79}{T^2} + \frac{7,75 \cdot 10^4}{T^3} \right) \right], \quad (4.43)$$

p_s , p_w — парциальные давления сухого воздуха и водяного пара, T — абсолютная температура.

Относительная погрешность определения показателя преломления по формуле (4.39) не превышает 10^{-8} в широком диапазоне атмосферных условий. Используя эту формулу, можно предложить трехчастотный метод измерения расстояний в атмосфере с погрешностью в единицы сантиметров на расстояниях до 100 км.

Умножим правую и левую части (4.39) на $t_3 = l/c$ и запишем полученное выражение для сигнала с центральной частотой ω_i

$$t_{3i} = t_3 + t_3 (K_i D_s + H_i D_w), \quad (4.44)$$

где $t_{3i} = nl/c$ — экспериментально определяемое время распространения импульса с волновым числом σ_i в атмосферных условиях; K_i , H_i — соответствующие коэффициенты (4.40) и (4.41).

Записывая (4.44) для трех частот, легко получить систему уравнений, позволяющую определить время распространения импульса в вакууме,

$$\begin{aligned} t_{32} - t_{31} &= t_3 [(K_2 - K_1) D_s - (H_2 - H_1) D_w], \\ t_{23} - t_{31} &= t_3 [(K_3 - K_1) D_s + (H_3 - H_1) D_w], \\ t_{31} &= t_3 (1 + K_1 D_s + H_1 D_w). \end{aligned} \quad (4.45)$$

Исключая из (4.45) неизвестное время t_3 , получаем систему двух уравнений

$$\begin{aligned} [(K_2 - K_1) t_3 - (t_{32} - t_{31}) K_1] D_s + \\ + [(H_2 - H_1) t_{31} - (t_{32} - t_{31}) H_1] D_w = t_{32} - t_{31}, \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} [(K_3 - K_1) t_{31} - (t_{33} - t_{31}) K_1] D_s + \\ + [(H_3 - H_1) t_{31} - (t_{33} - t_{31}) H_1] D_w = t_{33} - t_{31}, \end{aligned}$$

из которой определяются усредненные по трассе параметры атмосферы D_s и D_w .

Из последнего уравнения (4.45) определяем истинное расстояние

$$l = ct_{31} / (K_1 D_s + H_1 D_w), \quad (4.47)$$

которое не зависит от содержания водяного пара, давления, температуры атмосферы.

4.3.3. Физическая интерпретация расчетных соотношений

При выводе основных расчетных соотношений предполагалось, что в отсутствие рефракции модель атмосферы описывается одной из следующих формул:

$$n = n_0 + K(\lambda) n_1, \quad (4.48)$$

$$n = n_0 + K(\lambda) n_1 + H(\lambda) n_2, \quad (4.49)$$

где n_0 — показатель преломления в вакууме; n_1 — неизвестное изменение показателя преломления, зависящее от давления и температуры; n_2 — неизвестное изменение показателя преломления, вызываемое наличием паров воды в атмосфере.

Так как показатель преломления обратно пропорционален скорости распространения сигнала, то интегрирование выражений (4.48) и (4.49) по пройденному пути дает:

$$t_3 = t_0 + K(\lambda) t_1, \quad (4.50)$$

$$t_3 = t_0 + K(\lambda) t_1 + H(\lambda) t_2, \quad (4.51)$$

где t_0 , t_1 , t_2 — время задержки сигнала в вакууме, погрешность измерения этого времени, вызываемая давлением и температурой, и погрешность из-за наличия паров воды в атмосфере.

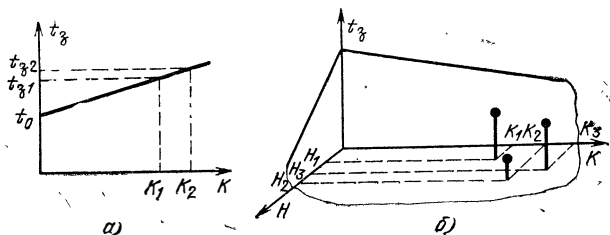


Рис. 4.8. Графики к определению задержки сигнала двухчастотным (а) и трехчастотным (б) методами

Цель расчета по соотношениям (4.50), (4.51) заключается в оценке времени t_0 по экспериментально измеренному времени t_3 и известным функциям $K(\lambda)$ и $H(\lambda)$.

На рис. 4.8, а показан геометрический метод решения этой задачи для двухчастотного метода измерений на основе формулы (4.48), а на рис. 4.8, б — для трехчастотного метода, основанного на решении системы уравнений, получаемой из (4.49). Как видно из рисунка, задача оценки параметра t_0 означает переход на частоту измерений, при которой атмосфера не влияет на время задержки. На этой частоте $K(\lambda) = H(\lambda) = 0$. Геометрически в двухчастотном методе это означает проведение прямой через два измерения, в трехчастотном методе — проведение плоскости через три известные точки.

При наличии рефракции из формул (4.32) и (4.33) следует, что измеряемые расстояния, а следовательно, и время задержки сигнала зависят нелинейно от параметра K . Поэтому линейная интерполяция времени t_3 (рис. 4.8, а) становится неверной. В общем случае учет влияния давления, температуры, влаги, рефракции требует проведения измерений более чем на трех частотах. Однако это трудно осуществить технически.

4.3.4. Погрешность измерения расстояния трехчастотным методом

Запишем уравнение (4.44) для $i = 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned} t_{31}x - K_1 D_s - H_1 D_w &= 1, & t_{32}x - K_2 D_s - H_2 D_w &= 1, \\ t_{33}x - K_3 D_s - H_3 D_w &= 1, \end{aligned} \quad (4.52)$$

где $x = 1/t_3$. Решение (4.52):

$$x = \frac{(\dot{K}_2 H_2 - \dot{K}_3 H_2) + (\dot{K}_3 H_1 - \dot{K}_1 H_3) + (K_1 H_2 - H_1 \dot{K}_2)}{t_{31} (K_2 H_3 - K_3 H_2) + t_{32} (K_3 H_1 - K_1 H_3) + t_{33} (K_1 H_2 - H_1 K_2)} \quad (4.53)$$

Если t_{31} , t_{32} и t_{33} определяются с погрешностью Δt , то результирующая погрешность определения времени t_3

$$\Delta t_3 = \frac{\Delta t |K_2 H_2 - K_3 H_3| + |K_3 H_1 - K_1 H_3| + |K_1 H_2 - H_1 K_2|}{|K_2 H_3 - K_3 H_2 + K_3 H_1 - K_1 H_3 + K_1 H_2 - K_2 H_1|} \quad (4.54)$$

Считая, что две частоты измерений выбраны, получим формулу для выбора третьей частоты, при которой погрешность Δt_3 минимальна. Положим, что знак одного из слагаемых в (4.54) для определенности второго отличается от остальных, тогда

$$\Delta t_3 = \Delta t \frac{|K_3 H_2 - K_2 H_3 + K_3 H_1 - K_1 H_3 + K_2 H_1 - K_1 H_2|}{|K_2 H_3 - K_3 H_2 + K_3 H_1 - K_1 H_3 + K_1 H_2 - K_2 H_1|} \quad (4.55)$$

Дифференцируя Δt_3 по частоте ω_2 и приравнивая производную нулю, получаем уравнение, при выполнении которого погрешность определения расстояния минимальна:

$$\frac{K_3 - K_1}{H_3 - H_1} = \frac{dK_2/d\omega}{dH_2/d\omega} \quad (4.56)$$

Приближенное решение этого уравнения найдем, аппроксимируя $K(\sigma^2)$ и $H(\sigma^2)$ полиномами $K(\sigma^2) = \alpha_1 + \beta_1 \sigma^2 + \gamma_1 \sigma^4$, $H(\sigma^2) = \alpha_2 + \beta_2 \sigma^2 + \gamma_2 \sigma^4$. При этом уравнение (4.56) записывается в виде

$$[\beta_1 + \gamma_1 (\sigma_3^2 + \sigma_1^2)] / [\beta_2 + \gamma_2 (\sigma_3^2 + \sigma_1^2)] = (\beta_1 + 2\gamma_1 \sigma_2^2) / (\beta_2 + 2\gamma_2 \sigma_2^2)$$

и имеет решение

$$\sigma_2^2 = (\sigma_3^2 + \sigma_1^2) / 2 \quad (4.57)$$

На основании (4.57) выбирается оптимальная частота ω_2 при фиксированных частотах ω_1 и ω_3 . Рассчитаем в качестве примера оптимальную частоту и погрешность метода при использовании в качестве квантового генератора лазера на стекле с неодимом. Полагая $\lambda = 1,06$ мкм, $\lambda_3 = 0,53$ мкм, из (4.57) получаем $\lambda_2 = 0,6704029$ мкм. При выборе данной длины волны уравнение (4.56) выполняется с точностью более 1%. При выборе оптимальной частоты из (4.55) получаем $\Delta t_3 = 50,5 \Delta t$.

Из примера видно, что даже при оптимальном выборе частоты ω_2 результирующая погрешность определения времени t_3 во много раз превышает погрешность, вызываемую измерительным устройством. Это следует учитывать при проектировании регистратора. Заметим, что если частота ω_2 выбрана не оптимальной, то эта погрешность может возрасти еще во много раз. Например, при $\lambda_2 = 0,8165$ мкм погрешность $\Delta t_3 = 1433,5 \Delta t$.

Таким образом, выбор оптимальных частот при построении импульсного устройства для определения расстояний в атмосфере имеет принципиальное значение. С другой стороны, при проведении достаточно точных измерений задержки оптических импульсов на трех несущих частотах данный метод позволяет устранить составляющую погрешности, вызванную колебаниями температуры, давления и влаги в атмосфере.

4.4. Импульсный метод анализа состояний атомов и молекул

Уникальную информацию о внутреннем строении вещества получают с помощью мощных пикосекундных лазеров, работающих в режиме синхронизации мод [119, 120]. Использование импульсов света длительностью меньше времени релаксации возбужденных состояний атомов и молекул позволяет создавать экспериментальные установки для исследования нестационарных явлений в молекулярных системах. Зондируя вещество импульсами пикосекундной длительности, можно измерять спектральные характеристики атомных и молекулярных переходов, а также наблюдать процессы релаксации возбужденных состояний, из которых определяются времена жизни электронов на энергетических уровнях. Знание молекулярных релаксаций позволяет глубже понять природу преобразования энергии молекулярными системами, проводить синтез новых эффективных соединений.

Сложные многоатомные молекулы дают множество возможных релаксаций. Идентификация процесса флуоресценции такого вещества требует анализа двумерной картины переходного процесса в координатах время—частота и глубоких знаний внутренней структуры вещества. Эту структуру, в свою очередь, определяют на основе экспериментальных данных, проверяя ее адекватность выбранной модели. Поэтому исследование вещества выполняют, как правило, постепенно усложняя выбранную модель и проверяя ее каждый раз на соответствие экспериментальным данным. Не останавливаясь на физической стороне исследований веществ пикосекундными импульсами, рассмотрим методы их технической реализации.

Метод двухфотонной спектроскопии состоит в облучении исследуемого вещества двумя пучками импульсного излучения от квантового генератора на лазере с синхронизацией мод. Выходной сигнал такого лазера представляет последовательность пикосекундных импульсов, спектр которых соответствует гребенчатой функции с периодом, равным частоте следования пикосекундных импульсов.

Один из пучков, идущий в прямом направлении, возбуждает молекулы вещества. Это приводит к увеличению населенностей уровней в пределах доплеровского контура перехода на частотах, соответствующих гармоникам последовательности пикосекундных импульсов. Возбужденные прямым насыщающим пучком атомы не вносят вклада в поглоще-

ние пучка, идущего в обратном направлении на частотах, кратных периоду повторения импульсов.

Если интенсивность зондирующего пучка, идущего в обратном направлении, обозначить $I_1(\omega)$, то изменение его интенсивности за счет атомного перехода можно выразить формулой [120]

$$\Delta I_1(\omega) = \frac{l}{2} \frac{I_0(\omega)}{I_s} I_1(\omega) \alpha(\omega),$$

где $I_0(\omega)$ — интенсивность насыщающего пучка; $\alpha(\omega) = \alpha_0 \exp [-(\omega_1 - \omega)^2 / \Delta\omega_d^2]$ — коэффициент поглощения перехода (α_0 — коэффициент насыщенного поглощения в центре линии); l — длина пути излучения в поглощающей среде; I_s — интенсивность насыщения перехода, $\Delta\omega_d$ — ширина доплеровского контура перехода.

При использовании импульсов длительностью в единицы и доли пикосекунды ширина полосы частот лазерного излучения значительно превышает ширину доплеровского контура перехода, поэтому интенсивность гармоник в пределах доплеровского контура можно считать одинаковой.

При плавной перестройке в небольших пределах длины волны импульсов излучения изменения интенсивности $\Delta I_1(\omega)$ будет повторяться с периодом, определяемым частотой следования пикосекундных импульсов. Если в исследуемом веществе имеется еще один переход, то интенсивность зондирующего импульса после прохождения исследуемого вещества будет дважды за период принимать максимальное значение. Расстояние между максимумами соответствует разности частот центров переходов.

Данная методика позволяет измерять сдвиги центральных частот переходов атомов и молекул даже при значительном перекрытии их доплеровских контуров. Недостатком метода является малое отношение максимума к минимуму интенсивности зондирующего пучка, так как спектральные составляющие зондирующего пучка вне доплеровского контура также не поглощаются веществом и образуют фоновый сигнал.

Устранения фонового сигнала и повышения точности измерений можно достичь, используя метод поляризационной спектроскопии [120]. Схема установки для таких измерений приведена на рис. 4.9. На этом рисунке обозначено: 1 — перестраиваемый генератор пикосекундных импульсов; 2 — светоделительная пластинка; 3 — пластинка толщиной $\lambda/4$, создающая круговую поляризацию; 4, 5 — зеркала; 6 —

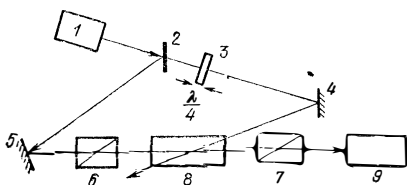


Рис. 4.9. Функциональная схема измерительной установки

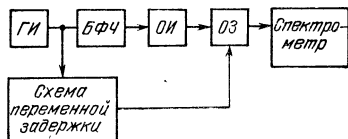


Рис. 4.10. Структурная схема измерительной установки для изучения флуоресценции веществ

поляризатор; 7 — анализатор; 8 — исследуемое вещество, 9 — детектор).

Вследствие двойного лучепреломления на резонансной частоте доплеровского контура исследуемых переходов зондирующий пучок меняет поляризацию и проходит через анализатор на детектор. Гармоники зондирующего пучка вне доплеровского контура не проходят через анализатор, так как имеют отличную от полезных составляющих поляризацию. Это позволяет уменьшить фоновый сигнал и повысить точность измерений.

В описанном методе пикосекундные импульсы излучения использовались для спектральных исследований энергетической структуры вещества. Однако они широко применяются и для измерения временных характеристик атомов и молекул. На рис. 4.10 представлена упрощенная структурная схема для изучения флуоресценции веществ. Генератор пикосекундных импульсов (ГИ) через блок формирования частоты (БФЧ) возбуждает электронные уровни вещества мощным зондирующим импульсом с заданным спектральным составом. После этого начинается процесс колебательной релаксации, который наблюдается стробоскопическим методом. За одну вспышку излучения лазера регистрируется одна точка временного процесса, соответствующая задержке импульса, включающего оптический затвор (ОЗ), относительно исследуемого импульса.

Пикосекундные сверхбыстродействующие светозатворы выполняются обычно на основе оптического эффекта Керра и насыщающихся поглотителей. Вследствие оптического эффекта Керра часть возбуждающего импульса отводится и фокусируется на ячейке с анизотропной жидкостью. До прихода этого импульса затвор не пропускает света, так как поляризаторы скрещены. Мощный оптический стро-

бирующий импульс вызывает двойное лучепреломление и фазовую модуляцию исследуемого светового импульса, меняя его поляризацию. В результате выборка светового импульса проходит на фоторегистрирующее устройство.

Быстродействие оптического затвора определяется временем релаксации среды с эффектом Керра. В пикосекундных светозатворах в качестве такой среды обычно используется CS_2 . Время релаксации двойного лучепреломления в CS_2 менее 2 пс и значительно меньше времени релаксации нитробензола, имеющего длительное время восстановления непрозрачности затвора.

Использование насыщающихся поглотителей основано на нелинейных свойствах некоторых растворов. Конструкция светозатвора на насыщающемся поглотителе состоит из кюветы с раствором красителя с малым временем релаксации. Мощный стробирующий импульс излучения вызывает просветление раствора, что обеспечивает пропускание исследуемого сигнала на приемное устройство.

В настоящее время методы пикосекундного исследования различных веществ с целью изучения их флуоресценции находят широкое применение в физике и химии, поэтому разработаны эффективные методы регистрации процесса флуоресценции по одной реализации импульсного сигнала.

Для получения информации о временном процессе в течение одного периода повторения импульса излучения пучок света, представляющий стробирующий импульс, пропускают через эшелон. Эшелон имеет различную толщину в различных сечениях пучка и осуществляет расщепление стробирующего импульса на последовательность задержанных друг относительно друга импульсов. Задержка импульса излучения в эшелоне 2—5 пс на 1 мм толщины. Поэтому, используя сфокусированный после прохождения эшелона пучок света для стробирования светозатвора, можно получить длительность развертки около 30—50 пс. Эшелон изготавливается обычно со ступенчатым изменением толщины (в виде лесенки), что обеспечивает дискретное преобразование временного процесса.

Снятие информации за одну вспышку лазерного излучения позволяет не только ускорить процесс измерений, но и устранить погрешности, вызываемые неидентичностью импульсов излучения, что имеет немаловажное значение при формировании импульсов лазерами с синхронизацией мод.

Для получения двумерной картины процесса флуоресценции в координатах время—частота при индикации излучения после светозатвора следует использовать щелевой

блюдается картина пропускания импульса света эталонным и исследуемым образцами в координатах время—частота. С помощью телевизионной камеры (в описанном эксперименте используется видикон) изображение считывается и записывается в памяти ЭВМ. Использование ЭВМ позволяет легко провести обработку информации, например, выполнить коррекцию результатов измерений, вычисляя отношения спектров, наблюдаемых в исследуемом и опорном каналах, а также отображать информацию в удобном виде на экране дисплея или на графопостроителе.

4.5. Формирование импульсов излучения наносекундной и пикосекундной длительности

К настоящему времени разработаны разнообразные квантовые генераторы импульсов излучения, однако лишь немногие из них могут быть непосредственно использованы для генерирования импульсов наносекундной и пикосекундной длительности. Рассмотрим методы формирования импульсов на полупроводниковых лазерах, лазерах с синхронизацией мод, а также методы модуляции излучения с помощью электрооптических затворов, которые наиболее перспективны для формирования импульсов излучения малой длительности.

4.5.1. Формирование импульсов излучения на полупроводниковых лазерах

Полупроводниковые инжекционные лазеры — наиболее подходящие источники излучения для волоконно-оптических волноводов. Они обладают уникальным свойством создавать инверсную населенность накачкой электрическим током. На рис. 4.12, а показана конструкция инжекционного лазера с двойной гетероструктурой, который выращивается методом эпитаксии из жидкой фазы на подложке из p GaAs. Наибольшее распространение получило наращивание кристалла p GaAs между двумя слоями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где $0 < x < 0,4$ указывает атомное отношение алюминия и галлия. Из рис. 4.12, б следует, что эта структура образует диэлектрический волновод, в котором волна распространяется в тонком слое p GaAs с более высоким показателем преломления. Анализ энергетической диаграммы структуры показывает наличие широкой запрещенной зоны в n -слое AlGaAs и p -слое AlGaAs . Вследствие этого при инжекции электроны и дырки скапливаются в слое p GaAs,

обеспечивая инверсную населенность неосновных носителей.

Оптический резонатор образуется зеркальными торцевыми гранями лазера, а влияние боковых стенок устраняется изготовлением электрода полосковой конструкции. Вынужденное излучение наблюдается при повышении плотности тока накачки выше порогового значения. Размеры излучающей области определяют как входную мощность лазерного диода, так и его диаграмму направленности. Для связи с волоконно-оптическими линиями размеры излучающей поверхности лазерного диода не должны быть больше размеров сердечника волокна, так как в противном случае энергия излучения бесполезно теряется в оболочке. Максимально допустимая мощность излучения ограничивается при этом оптическим пробоем зеркал и составляет для излучающей поверхности площадью $5 \cdot 10^{-5} \text{ мм}^2$ величину порядка 0,1–0,5 Вт.

Ширина диаграммы направленности лазера с двойной гетероструктурой при ширине излучающей полоски порядка 1 мкм равна $10\text{--}30^\circ$. Модовый состав излучения зависит от размеров излучающей области и от тока накачки. Одно-модовый режим осуществляется при токах накачки, близких к пороговому значению.

При проектировании конструкции лазера для формирования импульсов наносекундной и пикосекундной длительности важное значение имеет обеспечение малой индуктивности L выводов диода (рис. 4.13). Так как сопротивление лазерного диода 0,1–1 Ом, то при индуктивности вывода всего 1 нГ постоянная времени входной цепи 1–10 нс.

Емкость C (u) на эквивалентной схеме при нулевом смещении равна 100–300 пФ. Это приводит к тому, что при модуляции импульсными сигналами наблюдается задержка импульсов излучения, обусловленная временем заряда емкости перехода до порогового напряжения. Для лазеров с пороговым током 1–0,5 А задержка равна 1–5 нс. Уст-

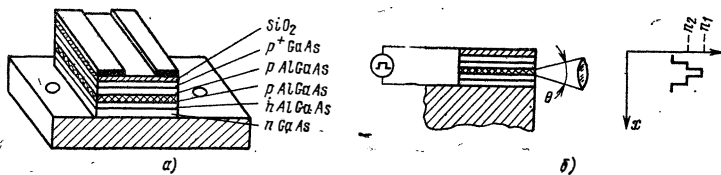


Рис. 4.12. Конструкция инжекционного лазера (а) и изменение показателя преломления по толщине лазерного диода (б)

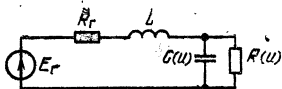


Рис. 4.13. Эквивалентная схема цепи модуляции лазера

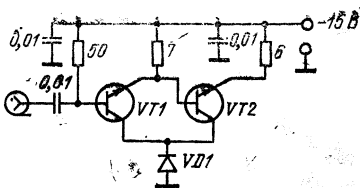


Рис. 4.14. Схема оконечного каскада генератора импульсов излучения на лазерном диоде

ранить влияние задержки можно предварительным выводением лазера постоянным смещением к порогу генерации. Однако для получения импульсов наименьшей длительности выгоднее использовать модулирующий сигнал со специальными ускоряющими и вытягивающими импульсами. Несмотря на некоторую задержку импульса излучения относительно модулирующего импульса, в этом случае возможно получение импульсов излучения с меньшими длительностями фронта и среза. Это объясняется тем, что вследствие большой крутизны ватт-амперной характеристики лазерного диода вблизи порога генерации фронт импульса излучения формируется только на участке фронта модулирующего импульса, соответствующего напряжению, превышающему пороговое значение. Кроме того, наличие ускоряющего и вытягивающего импульсов уменьшает время перезаряда емкости перехода лазерного диода.

В [121] приведен метод расчета простой R, C -схемы, позволяющей сформировать ускоряющие и вытягивающие импульсы из импульса прямоугольной формы.

Вследствие малого сопротивления лазерного диода оконечный каскад схемы модулятора должен быть выполнен вместе с излучающим диодом. В оконечном каскаде генератора импульсов излучения на лазерном диоде VD_1 (рис. 4.14) осуществляется сложение токов транзисторов VT_1 и VT_2 , что при использовании транзисторов КТ913В позволяет сформировать в низкоомной нагрузке импульсы тока амплитудой до 4 А длительностью порядка 1 нс. Для получения больших токов число транзисторов может быть увеличено, однако при этом увеличивается время нарастания и спада импульса тока.

Для формирования импульсов излучения с помощью твёрдотельных и газовых лазеров можно использовать схемы с модуляцией добротности оптико-механическими и электрооптическими затворами. В схемах с оптико-механическими затворами модуляция добротности осуществляется механическими средствами — вращающимися зеркалами, призмами и т. п. Конструкция таких генераторов проста в изготовлении и может использоваться в малогабаритных импульсных дальномерах при невысоких требованиях к разрешающей способности, однако необходима тщательная балансировка вращающихся элементов. Как правило, механические затворы не позволяют получать импульсы излучения длительностью менее 20 нс вследствие сложности обеспечения высокой скорости вращения зеркала. Частота вращения быстродействующих механических затворов достигает 20 000 об/мин.

Механические затворы могут использоваться для формирования импульсов большой мощности, а также для формирования пикосекундных импульсов (совместно с затворами других типов).

Быстродействующие электрооптические затворы основаны на использовании эффектов Поккельса и Керра. При реализации затвора на основе эффекта Поккельса наиболее часто используется кристалл дигидрофосфата калия KD_2P (KDP), прозрачный для света с длиной волны $\lambda < 1,34$ мкм. Ортогонально поляризованные компоненты света после прохождения расстояния l в таком кристалле приобретают фазовый сдвиг

$$\Delta\varphi = (2\pi l/\lambda) n_o^3 r_{63} E = \pi U/U_{\lambda/2},$$

где n_o — показатель преломления обыкновенной волны; r_{63} — электрооптическая постоянная; E — напряженность поля в кристалле; U — напряжение, подводимое к кристаллу; $U_{\lambda/2} = \lambda/(2n_o^3 r_{63})$ — напряжение на кристалле, обеспечивающее сдвиг фаз на половину длины волны.

Используя комбинацию из поляризатора, кристалла KDP и анализатора, легко реализовать электрооптический затвор, формирующий импульсы излучения из непрерывного излучения квантового генератора. Большей эффективности использования лазера можно достичь, если использовать кристаллы KDP для модуляции добротности резонатора квантового генератора. Одна из возможных схем такого

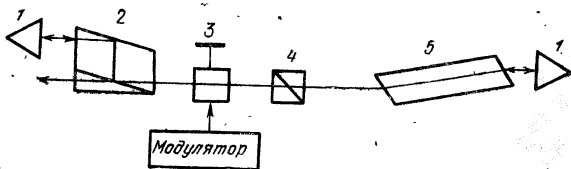


Рис. 4.15. Формирователь импульсов излучения с кристаллом KDP

генератора приведена на рис. 4.15, где обозначено: 1 — призма-крыша; 2 — поляризационная призма-ответвитель; 3 — кристалл KDP; 4 — поляризатор; 5 — активное тело. В исходном состоянии оптический резонатор выключен и в активном веществе создается генератором накачки инверсная населенность. При подаче напряжения на кристалл KDP резонатор включается и быстро входит в режим максимальной добротности электромагнитной энергии. Фронт модулирующего импульса формируется при выключении напряжения на кристалле KDP, а длительность формирующегося импульса определяется длиной l оптического резонатора и равна $2l/c$. Практически может быть получена длительность формируемых импульсов в единицы наносекунд при импульсной мощности в несколько мегаватт.

Если электрическая и оптическая волны распространяются в кристалле в одном направлении, то минимально возможная длительность импульса, формируемого ячейкой Погкельса, определяется выражением

$$t_{\text{и}} \geq \frac{l}{c} \sqrt{\varepsilon - n_0^2} \frac{U_{\lambda/2}}{U},$$

где ε — диэлектрическая проницаемость на низких частотах; n_0 — показатель преломления электрооптического кристалла на длине волны лазерного излучения. Для $n_0 = 2,6$, $\varepsilon = 9,4$, $l = 40$ мм, $U = U_{\lambda/2}$ $t_{\text{и}} = 60$ пс.

Практическая реализация такого времени переключения осложнена необходимостью получения соответствующего модулирующего электрического импульса и согласования кристалла с распределенным трактом. При тщательном изготовлении конструкции затвора можно обеспечить время переключения около 100 пс. Понижение температуры кристалла до точки Кюри позволяет на порядок уменьшить полуволновое напряжение, однако и в этом случае напряжение модулирующих импульсов должно быть несколько сотен вольт.

Эффект Керра заключается в изменении показателя преломления среды пропорционально квадрату напряженности электрического поля. Этот эффект наиболее выражен в нитробензоле $C_6H_5O_2$. Разность фаз между компонентами света, поляризованного вдоль и перпендикулярно электрическому полю, определяется выражением $\Delta\varphi = 2\pi B_K l E^2$, где B_K — постоянная Керра (для нитробензола на длине волны 5460 \AA $B_K = 2 \cdot 10^{-5}$).

Полуволновое напряжение ячейки Керра с расстоянием между электродами d определяется выражением $U_{\lambda/2} = \sqrt{d^2/2B_K l}$.

Электрооптические светозатворы, основанные на эффектах Поккельса и Керра, позволяют формировать импульсы света пикосекундного диапазона длительностей огромной мощности, однако для их модуляции требуются электрические импульсы амплитудой в несколько киловольт. Искровые газонаполненные разрядники, поджигаемые оптическим излучением [122], и схемы, содержащие линии ударной волны [37], позволяют получить импульсы длительностью в доли наносекунды.

Пикосекундные импульсы оптического диапазона формируются фототропными светозатворами. Жидкостные фототропные светозатворы представляют собой стеклянную или кварцевую кювету, заполненную раствором резонансно-поглощающего вещества в органическом растворителе. Одной из лучших сред для фототропного затвора является раствор фталоцианина в нитробензоле. Формирование импульсов происходит за счет самопросветления раствора воздействием оптического излучения. При этом осуществляется синхронизация мод оптического резонатора лазера. Число синхронизированных мод N определяется диапазоном частот $\Delta\omega$, в котором используемый материал обладает усилением и частотой $\Omega = c\pi/l$ (l — длина резонатора), определяющей интервал возникновения мод $N = \Delta\omega/\Omega$.

Колебания, излучаемые лазером в режиме с синхронизацией мод, можно представить в виде суммы N синусоид с кратными частотами и одинаковыми начальными фазами:

$$\begin{aligned} \dot{E}(t) &= \sum_{n=-N/2}^{N/2} E \sin(\omega_0 + n\Omega)t = \\ &= E \frac{\sin N\Omega t/2}{\sin \Omega t/2} \sin \omega_0 t. \end{aligned} \quad (4.58)$$

Из формулы следует, что выходные колебания представляют последовательность импульсов с периодом $T = 2\pi/\Omega = 2l/c$.

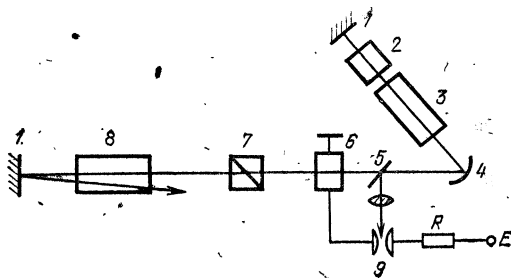


Рис. 4.16. Формирователь импульсов излучения с ячейкой По-
ккельса

Амплитуда импульсов в N раз превышает амплитуду одной моды. Длительность импульса $t_{\text{и}} = T/N = 2\pi/\Delta\omega = 1/(c\Delta\nu)$, где $\Delta\nu$ — диапазон частот усиления лазера, м^{-1} .

Для лазера на рубине $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$, а на неодиме $\Delta\nu = 250 \text{ см}^{-1}$, поэтому минимально возможная длительность генерируемых импульсов для них будет $3 \cdot 10^{-12}$ и 10^{-13} с соответственно.

Формирование одиночных импульсов из цуга импульсов, генерируемых лазером с фототропным затвором, осуществляется одним из описанных ранее светозатворов. Результаты первых экспериментов по формированию пикосекундных импульсных сигналов приведены в [123]. Теоретические исследования синхронизации мод можно найти в [124], а обзор достижений в технике их измерения — в [125].

Схема формирования импульсов пикосекундной длительности [119] приведена на рис. 4.16, где обозначено: 1, 4 — зеркала; 2 — фототропный материал; 3, 8 — активное тело генератора и усилителя соответственно; 5 — светодиффракционная пластинка; 6 — ячейка Поппельса; 7 — поляризатор; 9 — электрический разрядник.

На выходе лазерного генератора создается цуг импульсов, каждый из которых имеет длительность около 5 пс и отстоит от соседнего импульса на расстоянии, равном времени пробега в резонаторе. Для выделения одиночного импульса этот цуг используется для поджига электрического разрядника 9, через который высокое напряжение подается на ячейку Поппельса 6. Полученный с выхода поляризатора 7 одиночный импульс дополнительно усиливается усилителем 8.

При выборе активного вещества лазера с синхронизацией мод предпочтительно использовать стекло с неодимом,

так как этот материал выдерживает наибольшую мощность. Длина волны генерации лазера на стекле с неодимом 1,06 мкм, и это излучение слабо поглощается в атмосфере. Однако вследствие образования конвекционной тепловой линзы частота повторения импульсов в генераторе на стекле с неодимом 0,1—0,01 Гц. Для повышения частоты следования пикосекундных импульсов можно использовать лазеры на фосфатном стекле. При этом удастся получить импульсы с хорошей воспроизводимостью формы и частотой повторения 3 Гц.

В настоящее время реализованы импульсы излучения длительностью 0,5 пс с энергией 30 мДж, что соответствует огромной мощности в импульсе $3 \cdot 10^3$ МВт. При этом при распространении импульсов проявляются нелинейные свойства материалов.

4.5.3. Обеспечение заданного спектрального состава импульсов излучения

Для целей лазерной локации объектов, пикосекундной спектроскопии, измерений в волоконной оптике может потребоваться одновременное использование импульсов излучения с различной длиной волны. Наиболее просто управлять спектральным составом излучения можно в генераторах с большой мощностью, так как здесь в полной мере проявляются свойства нелинейной оптики. Удвоение частоты можно получить, используя нелинейные свойства кристалла KDP, вырезанного вдоль оси фазового согласования. Коэффициент преобразования основной частоты может достигать здесь 60%. Кроме KDP можно использовать и другие кристаллы.

Небольшие спектральные сдвиги получают, используя вынужденное рассеяние Рамана. Подбирая молекулы вещества с соответствующими переходами Рамана, можно достичь сдвига частоты в пределах $500\text{—}4000\text{ см}^{-1}$ с эффективностью 10—60% [119]. В сочетании с генерированием второй гармоники это позволяет сформировать импульсные сигналы практически любой частоты в диапазоне от инфракрасных до видимых волн.

Импульсы излучения со сверхшироким спектральным составом, подобным белому свету, можно получить фокусировкой лазерного луча в ряде жидкостей (например, D_2O или H_2O). Пикосекундные монохроматические импульсы на входе ячейки с такой жидкостью преобразуются на выхо-

де в импульсы той же длительности, но спектральной шириной более 10^4 см^{-1} . При этом поляризации преобразованного и исходного импульсов совпадают.

4.6. Быстродействующие приемные устройства импульсного излучения

4.6.1. Сравнительный анализ различных фотоприемных устройств

При построении импульсных измерительных систем важное значение имеет выбор фоторегистрирующего устройства, определяющего основные характеристики системы. Для сравнения различных фотоприемников можно использовать следующую формулу [121], определяющую отношение сигнал-шум на выходных зажимах приемного устройства,

$$\frac{с}{ш} = \frac{1/2 I_c^2 R_{\text{эв}} M^2}{[2qI_c + 2qI_{\text{т}} + 2qI_{\text{ф}}] M^2 \Delta F R_{\text{э}} F(M) + 4kT \Delta F}, \quad (4.59)$$

где $I_c = \eta q P_c / h\nu$ (η — квантовый выход фотоприемника; P_c — мощность падающего потока фотоэлектронов; $h\nu$ — энергия фотона); T — эффективная шумовая температура; $R_{\text{эв}}$ — эквивалентное сопротивление фотодетектора; M — коэффициент умножения фотоприемника; $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ к}$ — заряд электрона; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град}$ — постоянная Больцмана; $F(M)$ — коэффициент увеличения шума в процессе усиления; $I_{\text{т}}$ и $I_{\text{ф}}$ — темновой и фоновый токи фотодетектора.

Для лавинных фотодиодов $F(M) = M^x$, где $x = 1$ для германиевых диодов и $x = 0,8$ для кремниевых диодов. При использовании фотоумножителей коэффициент избыточного шума $F(M) = 1,5 - 3$ и не зависит от коэффициента умножения. Для фоторезисторов $F(M) = 2$.

Плотность мощности излучения фона, обуславливающая ток в полосе 10 Å , колеблется от 10^{-4} днем до 10^{-14} Вт/см² ночью. Темновой ток зависит от используемого материала фотоприемника и для фотоумножителей и фотодиодов равен $10^{-8} - 10^{-9} \text{ А}$.

Пренебрегая составляющими $I_{\text{т}}$ и $I_{\text{ф}}$, оценим чувствительность различных быстродействующих фотоприемников.

Применение фотодиодов. В настоящее время выпускаются как вакуумные, так и полупроводниковые фотодиоды. Вследствие меньших габаритов и требуемых напряжений питания и больших возможностей регистрации пикосекунд-

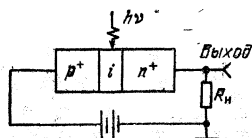


Рис. 4.17. Структура $p-i-n$ -фотоприемника

ных импульсов излучения рассмотрим использование полупроводниковых фотодиодов.

На рис. 4.17 приведена широко используемая структура фотоприемника, составленная из сильно легированных p^+ - и n^+ -слоев и области i со слабой проводимостью. При

облучении i -слоя светом в нем генерируются носители, которые дрейфуют под действием приложенного напряжения к слоям с большой проводимостью. Быстродействие диода определяется временем дрейфа носителей через i -слой, поэтому для регистрации пикосекундных импульсов толщина этого слоя должна быть малой. С другой стороны, для получения высокого квантового выхода диода весь падающий свет должен поглощаться в i -слое, поэтому i -слой должен быть достаточно толстым. Использование $p-i-n$ -структур с тонким слоем, облучаемым сбоку, как это показано на рис. 4.17, позволяет получать высокое быстродействие при достаточно большом квантовом выходе. Однако здесь могут возникнуть сложности с фокусировкой излучения на i -слое.

Кроме $p-i-n$ -структур возможны и другие реализации фотодиодов, основанные на использовании внутреннего фотоэффекта в полупроводниках. Оценим возможности регистрации пикосекундных импульсных сигналов полупроводниковыми фотодиодами.

Так как для пикосекундных импульсов полоса частот составляет приблизительно 10 ГГц, то минимально обнаруживаемый сигнал ограничивается здесь тепловым шумом фотодиода. Отношение сигнал-шум равно

$$\frac{c}{ш} = \eta q \frac{P_c^2}{h\nu} \frac{R_g}{8kT\Delta F}, \quad (4.60)$$

где обозначения соответствуют принятым в формуле (4.59). Выражение для пороговой чувствительности получим, полагая в (4.60) отношение сигнал-шум, равным 1:

$$P_{пор} = \sqrt{8kT\Delta F/R_g} (h\nu/\eta q). \quad (4.61)$$

Подставляя в (4.61) $R_g = 10^3$ Ом, $h\nu = 4 \cdot 10^{-19}$ Дж, $\eta = 0,5$, находим $P_{пор} = 2 \cdot 10^{-6}$ Вт.

Применение фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Фотоэлектронные умножители — это электровакуумные лампы, использующие фотокатоды с высоким квантовым выходом и систему динодов, порождающих вторичные электро-

ны, которые лавинообразно нарастают при переходе от одного динода к другому. Процесс умножения фотоэлектронов является весьма малозумящим и даже характеризуется уменьшением коэффициента $F(M)$ с ростом числа динодов.

Для фотоумножителей коэффициент умножения тока $M = 10^5 - 10^6$, а чувствительность ограничивается в основном дробовыми шумами полезного сигнала. Из (4.59) для данного случая получаем следующую формулу, определяющую отношение сигнал-шум:

$$c/\text{ш} = \eta P_c / 4h\nu \Delta F F(M). \quad (4.62)$$

Отсюда определяем пороговую чувствительность

$$P_{\text{пор}} = 4h\nu \Delta F F(M) / \eta. \quad (4.63)$$

Для параметров, указанных в предыдущем разделе, $F(M) = 2$, пороговая чувствительность $P_{\text{пор}} = 3 \cdot 10^{-8}$ Вт.

Чувствительные фотоумножители должны иметь большое число ступеней умножения, при этом растет разброс времени пролета электронов, вызванных падением фотонов на фотокатод. Время пролета электронов быстродействующих ФЭУ 10—100 нс; а его разброс 0,5—20 нс, поэтому ФЭУ позволяют детектировать без искажений сигналы длительностью в единицы наносекунд, имея при этом рекордный коэффициент усиления и высокую чувствительность.

Применение лавинных фотодиодов. Лавинный фотодиод является полупроводниковым аналогом ФЭУ. Как правило, он характеризуется несколько большим темновым током, чем ФЭУ, однако имеет более высокую квантовую эффективность. Технология изготовления лавинного фотодиода мало отличается от технологии изготовления $p-i-n$ -дио-да. Перевод в лавинный режим осуществляется повышением рабочего напряжения.

Отношение сигнал-шум для лавинного фотоприемника можно записать в виде

$$\frac{c}{\text{ш}} = \frac{0,5 (\eta q P_c M / h\nu)^2}{2q [\eta q P_c / (h\nu)] F(M) \Delta F + 4kT \Delta F / R_a}. \quad (4.64)$$

Для пороговой мощности из (4.64) получаем уравнение

$$\Delta F \left(\frac{4h\nu}{\eta P_{\text{пор}}} + \frac{8kT (h\nu)^2}{M^2 P_{\text{пор}}^2 q^2 \eta^2 R_a} \right) = 1, \quad (4.65)$$

решение которого

$$P_{\text{пор}} = \frac{2h\nu F(M) \Delta F}{\eta} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2kT}{M^2 F^2(M) q^2 R_a \Delta F}} \right].$$

Из (4.65) следует, что с увеличением M выражение для пороговой мощности приближается к значению, определяемому формулой (4.63). При работе в широком диапазоне частот (в несколько гигагерц) коэффициент умножения $M \simeq 10\text{--}20$. При условиях, аналогичных рассмотренным в предыдущем разделе, и $\eta = 0,8$, $M = 10$, $F(M) = 3$ получаем $P_{\text{пор}} = 1,4 \cdot 10^{-7}$ Вт.

Из приведенных выше расчетов видно, что при идеальном нешумящем усилительном устройстве лавинные фотодиоды и фотоумножители имеют более высокую чувствительность, чем фотодиоды.

В присутствии шумов усилительных устройств наиболее эффективно применение фотоэлектронных умножителей, имеющих огромный внутренний коэффициент умножения, малый коэффициент избыточного шума. Лавинные фотодиоды имеют значительно меньшее внутреннее усиление, но они позволяют детектировать импульсы наименьшей длительности, имеют малые габаритные размеры, не требуют высоковольтного питания и по сравнению с $p-i-n$ -диодами и фоторезисторами дают выигрыш по усилению [127].

Таким образом, при полосе рабочих частот более 1 ГГц и длительности импульсов менее 0,5 нс эффективно использование лавинных фотодиодов. В диапазоне длин волн 0,45—1 мкм хорошие результаты дают GaAs—GaAlAs-фотодиоды с гетеропереходами, позволяющие регистрировать импульсы длительностью менее 30 пс [123]. Для диапазона длин волн 1—1,4 мкм перспективно использовать гетероструктурные лавинные фотодиоды на основе GaAlAsSb [126]. Эти приборы имеют такие характеристики: произведение коэффициента усиления на полосу пропускания 20—60 ГГц при квантовой эффективности, приближающейся к 100%, и темновых токах $I_T = 1\text{--}20$ нА. При соответствующем исполнении корпуса диода входная емкость такого диода не превышает 0,2 пФ.

К недостаткам лавинных фотодиодов следует отнести значительные температурные изменения их характеристик. Поэтому следует принимать меры по термостабилизации приемных устройств с лавинными фотодиодами.

4.6.2. Способы включения фотоприемных устройств в измерительных приборах

При построении измерительных приборов следует учитывать, что эквивалентная схема $p-i-n$ -диодов и лавинных фотодиодов в первом приближении может быть представлена параллельно соединенными емкостью и сопротивлением.

Внутреннее сопротивление фотодиодов 1—10 МОм, что значительно превышает входное сопротивление широкополосных усилителей, поэтому в эквивалентной схеме входной цепи усилителя его можно не учитывать. Решающее влияние на быстродействие оказывает суммарная емкость фотодиода и входных цепей усилителя. На рис. 4.18 показаны два варианта включения усилительных устройств для фотоэлектрических сигналов. Схема на рис. 4.18, а изображает обычное включение усилителя, а на рис. 4.18, б — включение усилителя с обратной связью.

В предположении, что выходное сопротивление усилителя мало по сравнению с нагрузкой, коэффициент передачи этих схем можно записать в виде [126]:

для схемы рис. 4.18, а

$$K_I(\omega) = \frac{U_{\text{ВЫХ}}(\omega)}{I_c(\omega)} = \frac{K_0 R_{\text{ВХ}}}{1 + j\omega R_{\text{ВХ}}(C_{\text{д}} + C_{\text{ВХ}})}, \quad (4.66)$$

для схемы на рис. 4.18, б

$$K_I(\omega) = \frac{U_{\text{ВЫХ}}(\omega)}{I_c(\omega)} = \frac{R_0}{1 + \frac{1}{K_0} + \left[j\omega(C_{\text{д}} + C_{\text{ВХ}}) + \frac{1}{R_{\text{ВХ}}} \right] \frac{R_0}{K_0}}. \quad (4.67)$$

При $K_0 \gg 1$ из (4.66), (4.67) получаем выражения для полосы пропускания схем:

для схемы рис. 4.18, а

$$\Delta F = 1/2\pi R_{\text{ВХ}}(C_{\text{д}} + C_{\text{ВХ}}), \quad (4.68)$$

для схемы рис. 4.18, б

$$\Delta F = 1/2\pi \frac{R_0}{K_0}(C_{\text{д}} + C_{\text{ВХ}}). \quad (4.69)$$

Из соотношений (4.68), (4.69) следует, что при большом коэффициенте усиления K_0 и достаточно большом входном сопротивлении усилителя применение схемы с отрицательной обратной связью позволяет значительно расширить полосу пропускания входной цепи фотоприемного устройства. Однако одновременно с этим уменьшается коэффициент передачи входной цепи. На частотах выше 100 МГц для реализации высокого усиления при малых паразитных параметрах монтажа, что необходимо при большом входном сопротивлении, следует использовать методы интегральной микроэлектроники, располагая фотодиод в едином корпусе с модулятором. Усилители с большим входным сопротивлением, включенные по схеме рис. 4.18, б, могут использоваться для регистрации импульсов излучения наносекундной длительности.

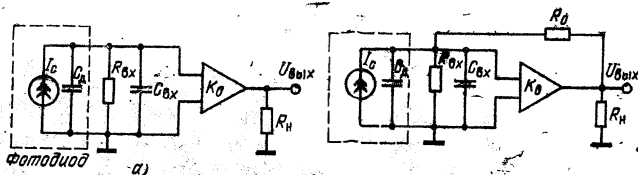


Рис. 4.18. Схемы включения усилительных устройств для фотоэлектрических сигналов

Основное преимущество схемы на рис. 4.18, б заключается в том, что она имеет наилучшее отношение сигнал-шум. Повышение быстродействия усилителя путем уменьшения его входного сопротивления связано с увеличением входных шумов. В схеме на рис. 4.18, б входное сопротивление равно R_0 / K_0 , в то время как тепловые шумы определяют сопротивлением R_0 .

Если сопротивление $R_{вх}$ и R_0 достаточно велики, то основным источником шума будут шумы входного каскада усилителя. При использовании во входном каскаде полевого транзистора, включенного по схеме с общим истоком, шумы определяются соотношением [128]:

$$I_N^2 = \frac{36}{g_m^2} kT (C_\Sigma^2 + C^2) \Delta F^3,$$

где g_m — проходная проводимость транзистора; C_Σ — суммарная емкость выходной цепи; C — емкость входного каскада, состоящая из емкости затвор—исток и емкости затвор—сток; ΔF — полоса пропускания усилителя.

Для построения малошумящего усилителя необходимо использовать полевые транзисторы с максимальной проводимостью g_m и минимальной емкостью C . Хорошие результаты получаются при использовании каскадного включения транзисторов, когда первый транзистор включен по схеме с общим истоком, а второй — по схеме с общей базой и общим затвором. После первого каскада на полевом транзисторе можно также использовать высококачественные широкополосные усилители.

На рис. 4.19 приведена схема усилителя фотоэлектрических сигналов, описанная в работе [128] и выполненная на операционном усилителе МА733. Полоса пропускания

усилителя $\Delta F = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2g_m K_0}{R_{11} C_\Sigma C_{см}}}$ где K_0 — коэффициент уси-

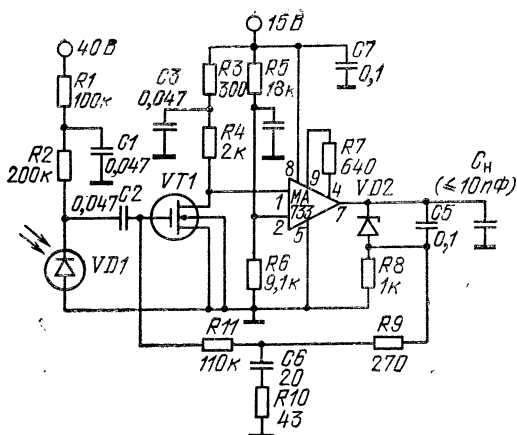


Рис. 4.19. Схема усилителя фотоэлектрических сигналов

ления усилителя; C_{Σ} — суммарная емкость на входе транзистора $VT1$; $C_{си}$ — емкость сток — исток транзистора $VT1$. Усиление усилителя на низких частотах $g_m R_4 K_0$. Как показали исследования, полоса частот усилителя существенно зависит от паразитных параметров резисторов R_4 и R_{11} . Эквивалентную схему резисторов представляют параллельно соединенные резистор и емкость. Для компенсации влияния параллельной емкости в схеме на рис. 4.19 используется корректирующая цепь R_{10} , C_6 , R_9 . Время нарастания переходной характеристики описанного усилителя 12 нс.

При построении фотоприемного устройства для импульсов длительностью в доли наносекунды необходимо использовать усилители с малым входным сопротивлением. В этом случае нейтрализуется влияние входной емкости усилительных элементов и емкости фотодиода.

Время нарастания переходной характеристики в схеме, приведенной на рис. 4.20, при использовании фотодиода ЛФД2 150—200 пс.

Представляет интерес метод регистрации импульсов излучения, использующий стробоскопический принцип (рис. 4.21) [129]. В качестве фотоэлектрического датчика используется фоторезистор, облучаемый исследуемым сигналом. Ток фоторезистора пропорционален амплитуде напряжения на нем и интенсивности падающего излучения. После стробирования образуются расширенные импульсы (как и в

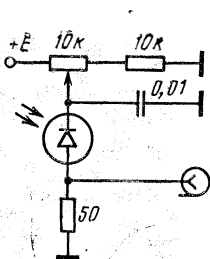


Рис. 4.20. Схема включения фотодиода для регистрации пикосекундных импульсов излучения

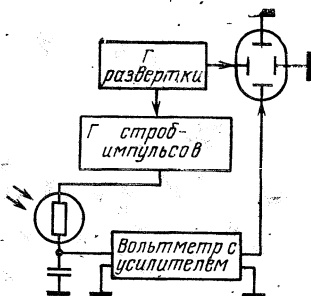


Рис. 4.21. Функциональная схема устройства для регистрации импульсов излучения

обычном стробоскопическом осциллографе). Для индикации расширенных импульсов используется вольтметр с большим выходным сопротивлением.

Преимуществом стробоскопического способа регистрации импульсов излучения является то, что для регистрации импульсов можно использовать узкополосный вольтметр с большим входным сопротивлением, а его входная емкость используется как необходимый схемный элемент, образующий расширенные импульсы. Так как расширенные импульсы усиливаются в низкочастотных цепях, то можно реализовать высокую чувствительность регистратора.

На современном уровне развития импульсной техники можно создавать стробоскопические преобразователи импульсов излучения с временем нарастания около 30 пс.

Глава 5

Автоматизация проведения экспериментов с помощью пикосекундных импульсов

5.1. Особенности автоматизации экспериментов, проводимых в пикосекундном диапазоне

Как было показано в предыдущих главах, развитие методики и техники исследований с помощью пикосекундных импульсов идет по пути усложнения процедур интерпре-

тации получаемой при экспериментах информации с целью проведения более глубокого анализа исследуемых объектов. Вместо простейшего оценивания пиковых значений и задержки отраженных сигналов в первых импульсных рефлектометрах в настоящее время требуется их самая разнообразная обработка, в том числе совместно с зондирующими, прошедшими, полученными в других экспериментах сигналами.

Таким образом, в технике экспериментов с помощью пикосекундных импульсов, как и в других областях физических экспериментов, появилась настоятельная потребность в автоматизации.

Основные задачи, решаемые с помощью автоматизированных систем проведения экспериментов в пикосекундном диапазоне, можно свести к следующим:

- повышение точности измерения первичных параметров сигналов;

- обработка сигналов по разнообразным вычислительным алгоритмам с целью построения различных моделей исследуемых объектов, в том числе интерпретация результатов в частотной области;

- представление информации о результатах эксперимента в форме, удобной для дальнейшего использования, получение максимальной наглядности и т. п.;

- повышение удобства управления системой.

Все известные в настоящее время автоматизированные системы для исследований с помощью пикосекундных импульсов содержат аппаратуру и программные модули, выполняющие в той или иной мере все четыре перечисленные функции. Основные принципы построения и функционирования систем будут рассмотрены на примерах экспериментальной системы Николсона [130], аппаратно-программного комплекса АСИВО, разработанного в СССР [50, 57], а также зарубежных систем *TDANA* [53] и *WAWA* [55]. В последнее время широкое применение микро-ЭВМ и микропроцессоров дает возможность легко собирать дешевые и эффективные автоматизированные комплексы с модульной структурой из серийной аппаратуры самой различной конфигурации. В этой главе показываются современные технические решения в области автоматизации экспериментов с пикосекундными импульсами.

Прежде всего необходимо отметить особенности, с которыми встречается разработчик любой автоматизированной системы такого типа. Одна из основных особенностей — меньшие по сравнению с другими областями автоматизации

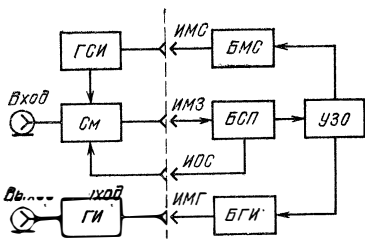


Рис. 5.1. Обобщенная схема автоматизированной системы

экспериментов возможности перераспределения функций между аппаратурой и программными средствами системы. Это связано со спецификой техники пикосекундных импульсов. Скорости любых из возможных вычислительных устройств существенно ниже, чем время существования таких сигналов.

Поэтому исключается какое-либо программное формирование их или регистрация в реальном масштабе времени. Генераторы (по крайней мере их оконечные ступени) и регистраторы импульсов (главным образом, их входные цепи) автоматизированных систем строятся по тем же принципам, что и измерительных приборов с ручным управлением и аналоговой обработкой, как было описано в предыдущих главах книги. Основные задачи автоматизации решаются управлением блоками системы или обработкой их сигналов в межпериодные интервалы времени, существенно превышающие характерные участки изменения импульсов. Например, если генератор импульсов длительностью 70 пс практически неуправляем в течение этого времени, то за время между двумя соседними импульсами, составляющее не менее 20 — 100 мкс, он может воспринимать любую, сколько угодно сложную команду программатора. То же касается и стробоскопических преобразователей, используемых в качестве регистраторов пикосекундных импульсов. Здесь может идти речь о записи зарегистрированной информации за время между двумя соседними стробированиями, составляющее десятки микросекунд.

Рассмотрим более строго ту границу раздела между аппаратурой системы, функции которой не могут быть реализованы совместно с программными средствами, и остальной частью системы, где эффективно могут применяться аппаратурно-программные инженерные решения. На рис. 5.1 изображена примерная структура автоматизированной системы, разделенная условно вертикальной линией (упомянутая выше граница). Рисунок фиксирует максимально «левое» положение границы, тогда как «вправо» она может передвигаться неограниченно, поскольку в простейшем случае все блоки могут быть аналоговыми и чисто аппаратными. На схеме показаны: ГСИ — генератор стробирующих

импульсов, См — стробоскопический смеситель, ГИ — генератор зондирующих импульсов, БМС — блок формирования информации о моменте считывания (ИМС), БСП — блок стробоскопического преобразователя информации о мгновенных значениях (ИМЗ) в необходимые параметры сигнала и информации об обратной связи (ИОС), БГИ — блок формирования информации о моменте генерации зондирующего сигнала и его форме (ИМГ), УЗО — блок управления, запоминания и обработки информации о сигналах. Сигналы, передающие информацию о моменте считывания (ИМС), о мгновенном значении регистрируемого сигнала (ИМЗ), о сигнале обратной связи (ИОС) и моменте генерации (ИМГ) зондирующего импульса и его форме могут быть представлены в цифровой форме, тогда как левее границы ни один из сигналов не может иметь цифрового представления. В этом смысле введенная выше граница может рассматриваться как интерфейс между потенциально реализуемой средствами стандартной вычислительной техники частью системы и ее частью, имеющей специфическую «пикосекундную» реализацию. Заметим здесь, что ни в одной из известных в литературе систем приведенный здесь потенциальный интерфейс не был реализован и граница разделения проходила всегда правее приведенной на рис. 5.1. В этом смысле сказанное выше можно рассматривать как один из возможных путей развития будущих систем для исследований объектов с помощью пикосекундных импульсов.

5.2. Структуры автоматизированных систем для экспериментов с пикосекундными импульсами

Первые автоматизированные системы были построены на базе серийных приборов и стандартных мини-ЭВМ, появившихся в эксплуатации во многих лабораториях в начале семидесятых годов. Их основу составляли стробоскопический осциллограф, генератор пикосекундных импульсов и мини-ЭВМ с полным набором входившего в ее состав оборудования. Поскольку как генераторы, так и стробоскопические осциллографы того времени не имели средств интерфейса с ЭВМ, то разработчикам систем приходилось вносить изменения в схемы приборов, дорабатывая их с тем расчетом, чтобы обеспечить функционирование в составе системы. Математическое обеспечение, как правило, опиралось на стандартные программы мини-ЭВМ. Специфические системные программы обеспечивали ввод информации из стро-

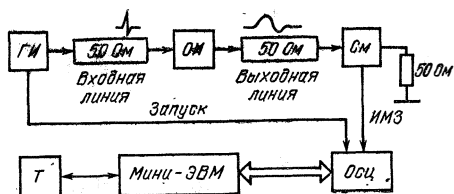


Рис. 5.2. Структурная схема системы измерений с помощью пикосекундных импульсов

боскопического преобразователя в мини-ЭВМ, управляя работой аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

Типичной системой этого времени является экспериментальная система [130], схема которой представлена на рис. 5.2. Ее основу составляет мини-ЭВМ, имеющая в своем составе перфоленточные устройства ввода и вывода информации, стандартный телетайп в качестве терминала (Т). Интерфейс ЭВМ позволяет осуществлять обмены с внешними устройствами двенадцатиразрядными словами со скоростью до 100 тыс. слов/с. Объем памяти составляет 32 К слов. Система команд ЭВМ одноадресная. Мини-ЭВМ выполняет функции как сбора и обработки информации, так и частичного управления моментом стробирования. Другой ответственной частью аппаратуры системы является стробоскопический осциллограф (Осц) с выносным смесителем (СМ) и генератор пикосекундных импульсов на туннельном диоде (ГИ).

Поскольку осциллограф не имеет средств сопряжения с ЭВМ, то для работы в составе системы была организована следующая схема (см. рис. 5.2). Во-первых, выход аналогового сигнала после расширителя был непосредственно подключен ко входу АЦП, минуя выходной аттенуатор, изменяющий коэффициент отклонения по вертикали. Бит готовности АЦП (флажок) был подключен к линии прерывания ЭВМ, а запуск АЦП производился от ЭВМ подачей специальной команды. Генератор импульсов имел непосредственный внешний запуск от линии синхронизации осциллографа. Осциллограф переключен в режим внешней развертки, и на вход развертки подается сигнал от двенадцатиразрядного цифроаналогового преобразователя (ЦАП), загрузка которого осуществляется от ЭВМ специальными командами. Таким образом, система функционирует следующим образом. Осциллограф работает в автоколебательном режиме, запуская генератор зондирующих импульсов каждые 20—25 мкс и генерируя строб-импульс. Положение этого строб-импульса определяется тем кодом, который

загружен в регистр ЦАП из ЭВМ. Выходной аналоговый сигнал, пропорциональный значению регистрируемого сигнала в точке считывания, кодируется АЦП и при окончании кодирования вызывает прерывание ЭВМ. Подпрограмма обслуживания этого прерывания заносит код значения сигнала в память. Затем загружается новый код в ЦАП развертки, при этом перемещается строб-импульс, и одновременно производится повторный запуск АЦП. Так цикл повторяется такое число раз, чтобы считать все необходимые точки сигнала в память ЭВМ. Такая система структуры успешно применялась в ряде экспериментов, многие из которых будут рассмотрены в гл. 6. В [50] описана аналогичная отечественная система. В ней использована мини-ЭВМ «Саратов», стробоскопический осциллограф С7-13 и генератор ЯЧС-20. Система функционирует аналогично описанной выше. Системы с подобной структурой упомянуты также в [52, 56]. Особенности структуры и функционирования этих систем: асинхронность работы стробоскопического преобразователя и ЭВМ;

подключение АЦП к точке выхода трансформированного сигнала стандартного стробоскопического преобразователя «аналоговая изоляция» стробоскопического преобразователя (в качестве ИМЗ используется трансформированное мгновенное значение);

управление положением стробирующего импульса осуществляется через линию внешней аналоговой развертки — «аналоговая изоляция» блока развертки и автосдвига (в качестве ИМС используется аналоговый сигнал, пропорциональный положению стробирующего импульса).

Существенным недостатком всех этих систем является то, что информация о положении ручек управления разверткой, коэффициентом вертикального отклонения не вводилась в ЭВМ автоматически. Положения этих ручек должны были считываться экспериментатором и вводиться в программу через терминал. В противном случае в программе появлялись неверные коэффициенты, приводящие к неверным количественным результатам. Этот недостаток был устранен в автоматическом анализаторе цепей во временной области [53]. Для этой системы были разработаны специальные варианты схем стробоскопического осциллографа, не имеющего переключателя коэффициента вертикального отклонения. Необходимый динамический диапазон обеспечивался применением в системе четырнадцатиразрядного АЦП. На технических решениях, положенных в основу аппаратуры этой системы, так же, как и на ее

программных средствах, остановимся подробно ниже. Здесь необходимо рассмотреть, как решаются задачи, стоящие перед системой с такими структурными особенностями. Рассмотрим точность записи сигналов, реализуемую в системе. Потенциальная точность вертикального канала определяется числом разрядов АЦП и равна отношению максимального напряжения обратной связи стробоскопического преобразователя к числу разрядов. В данном случае $\delta_n = 1/2^{14} \approx 100$ мкВ/бит. Это означает, что при динамическом диапазоне записи сигнала 100 (40 дБ) могут быть зарегистрированы сигналы с амплитудой 10 мВ. Если достаточен динамический диапазон записи около 10, то амплитуда сигналов может не превышать 1 — 2 мВ. Такой уровень сигнала уже находится на уровне эффективного значения собственных шумов стробоскопического смесителя. Регистрация этих сигналов может производиться только в режиме накопления. Этот режим работы системы связан с многократным считыванием сигнала в одних и тех же точках и их последующим усреднением. Потенциальный выигрыш в чувствительности при N циклах усреднения достигает \sqrt{N} раз. Таким образом, считая эффективное значение шума 1 мВ, для реализации чувствительности 1 мВ при динамическом диапазоне около 10 необходимы не менее 100 циклов записи-усреднения каждой точки сигнала. При периоде следования сигналов 25 мкс и записи 1024 точек время полной регистрации сигнала составит около 2,5 с. При этом достижение потенциальной чувствительности возможно только при устранении неизбежных медленных дрейфовых компонентов шумов стробоскопического преобразователя. Их значения за указанное время существенно превышают соответствующие аддитивные погрешности и составляют десятки милливольт. Для устранения этих медленных дрейфов была предложена методика их компенсации. Но снижение только вертикальных составляющих дрейфов не позволяет реализовать возможности режима накопления.

Определяющую роль во всех системах, использующих стробоскопический принцип регистрации сигналов, играют шумы горизонтального тракта, погрешности фиксации момента стробирования сигнала. Рассмотрим этот вопрос более подробно, поскольку он является специфическим для систем автоматизации пикосекундного диапазона и имеет непосредственное отношение к структурным решениям при проектировании систем.

Представим приведенное ко входу АЦП значение сигнала при k -м моменте записи следующим образом:

$$v_k = u(t_c^k) + n(t_c^k),$$

где t_c^k — текущий момент времени для данного считывания; $n(t)$ — значение аддитивной компоненты шума в момент t .

По отношению к регистрируемому сигналу $u(t)$ с периодом T момент t_c^k может быть записан так:

$$t_c^k = kT + k\Delta t + \xi(t),$$

Δt — программный шаг считывания; $\xi(t) = \dot{\xi}(t) + \widehat{\xi}(t)$ — случайная погрешность фиксации момента считывания, содержащая медленную дрейфовую компоненту $\widehat{\xi}$ и центрированную быструю компоненту «джиттер» $\dot{\xi}$. Поэтому можно считать

$$v_k = u(k\Delta t + \xi_k) + n_k,$$

где ξ_k и n_k — случайные процессы, содержащие как медленные дрейфовые $\widehat{\xi}_k$ и \widehat{n}_k , так и быстрые компоненты $\dot{\xi}_k$ и \dot{n}_k . Влияние шумов момента стробирования весьма специфично. Медленный дрейф может существенно исказить запись наблюдаемого сигнала. На рис. 5.3, б показано влияние монотонного, а на рис. 5.3, в — немонотонного дрейфа на запись трапецидального импульса в память системы. При этом искажается реальная форма участков нарастания и убывания сигналов. Влияние джиттера также своеобразно. При однократной записи или малом числе накоплений он приводит к изрезанности крутых участков (рис. 5.3, г), а при большом числе накоплений — к сглаживанию сигнала.

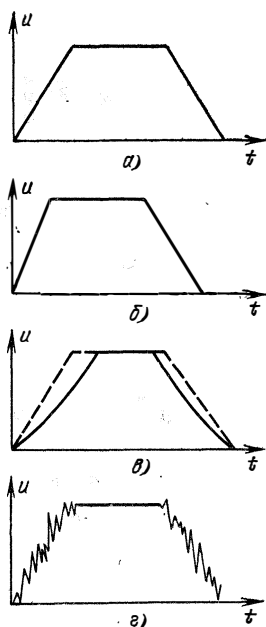
Пусть случайный процесс $\dot{\xi}$ имеет функцию плотности вероятности $P_{\dot{\xi}}(x)$, тогда сигнал, получающийся при накоплении, может быть достаточно точно описан формулой

$$v_N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\dot{\xi}}(t-x) v(x) dx.$$

Это означает, что при накоплении сигналов джиттер приводит к их линейной фильтрации, причем импульсная характеристика эквивалентного фильтра совпадает с функцией плотности вероятности джиттера. Полоса пропускания эквивалентного фильтра приближенно может быть оценена формулой $\Delta f \simeq \sqrt{\ln 2} / 2\pi\sigma_{\dot{\xi}}$, где $\sigma_{\dot{\xi}}$ — дисперсия $\dot{\xi}$.

Таким образом, борьба с шумовыми погрешностями при помощи накопления приводит к сужению эквивалентной полосы записи сигналов. В связи с этим были предложены иные, чем описанные выше, структуры систем автомати-

Рис. 5.3. Влияние нестабильности развертки на регистрацию формы импульса



зации. В [59] применена схема с двумя АЦП как в канале регистрации мгновенного значения сигнала, так и для преобразования в цифровую форму текущего значения напряжения развертки, определяющего момент считывания. На рис. 5.4 показана структура такой системы, где БСИ—блок сдвига стробирующего импульса; ИФ — интерфейс; ПЛ — перфоленточное устройство. Здесь аналоговая часть системы обладает еще большей «автономностью», чем предыдущая схема. Код, получаемый АЦПу, используется в ЭВМ в качестве адреса для загрузки в память кода мгновенного значения

сигнала получаемого АЦПх. При этом удастся существенно уменьшить дрейфовую составляющую горизонтального шума, однако уменьшение джиттера затруднительно, поскольку одна из важнейших причин его появления кроется в генераторе стробирующих импульсов. Попытки скомпенсировать максимально полно шумы в моменты считывания привели к использованию двухканальных схем стробоскопических преобразователей с общим генератором стробирующих импульсов. Для реализации этого метода на второй канал стробоскопического преобразователя подается сформированный сигнал пикосекундной длительности с линейно-нарастающим фронтом, жестко связанный с зондирующим сигналом.

Мгновенные значения аналогового сигнала на выходе этого канала кодируются АЦП и служат основой адресов для записи в память системы кодов значений исследуемого сигнала, подаваемого на вход первого канала (рис. 5.5, где обозначения блоков те же, что и на рис. 5.1 и 5.4). При такой структуре системы удастся уменьшить джиттер до единиц пикосекунд и тем самым сделать возможным накопление сигналов до величины $N = 10^5 - 10^6$ без сужения полосы регистрируемых частот. Применение системы с та-

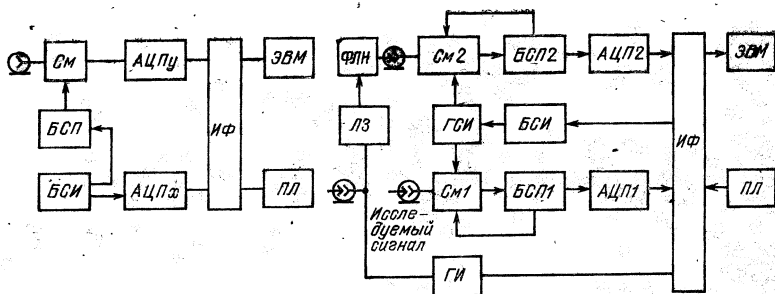


Рис. 5.4. Система с коррекцией влияния напряжения развертки

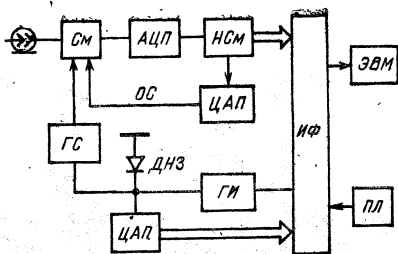
Рис. 5.5. Система с коррекцией нестабильностей всего блока развертки по двухканальной схеме и формированием линейного напряжения

кой структурой [59] и дало рекордные по чувствительности результаты. Однако недостатки системы очевидны. Сложность формирования строго-линейного фронта приводит к возможности использования только единственной скорости развертки, равной длительности сформированного фронта. При этом необходимо иметь высококачественную воздушную линию задержки в канале опорного сигнала для совмещения линейного фронта и записываемого участка исследуемого сигнала, поскольку электронные цепи приведут к дополнительным шумам. Отклонение реального фронта от линейного приводит к необходимости компенсации нелинейности получаемой развертки программными средствами путем интерполяции.

Во всех методах, основанных на кодировании момента стробирования с помощью АЦП, джиттер приводит к частичному дублированию некоторых координат x и к частичному их пропуску. В связи с этим в память системы заносятся не последовательности мгновенных значений сигнала, а наборы пар $\{u_k, t_k\}$ как коды, поступающие от первого и второго АЦП. После окончания записи всего сигнала (или в ходе записи) набор этих пар по различным алгоритмам преобразуется в последовательность значений сигнала в равноотстоящих по времени точках.

Рассмотренные выше структуры систем отличаются «изоляцией» стробоскопического преобразователя и схемы автодвига, с одной стороны, и ЭВМ, с другой.

Существуют и другие структуры, в которых интеграция «пикосекундной» части и вычислительных средств более глубокая. При этом ЭВМ или специализированный процес-



сор включается внутрь петли обратной связи преобразователя, цифровым становится блок сдвига стробирующих импульсов. Основным преимуществом таких структур является более эффективное использование средств цифровой техники, имеющихся в составе системы. Цифровые принципы здесь используются не только для обработки сигналов, получаемых в стробоскопическом преобразователе, но и для реализации самого стробоскопического преобразователя. Структура системы, использующая цифровой стробоскопический преобразователь с цифровой схемой сдвига стробирующих импульсов, приведена на рис. 5.6. На рисунке показаны блоки, в которых сигналы с выхода стробоскопического смесителя (См) кодируются АЦП и коды подвергаются сложению в накапливающем сумматоре (НСм). Напряжение обратной связи вырабатывается ЦАП. Запуск осуществляется цифроаналоговым преобразователем (ЦАП). Запуск генератора строб-импульса (ГС) осуществляется от генератора импульсов (ГИ) через электронную линию задержки на диоде с накоплением заряда (ДНЗ), управление которой производится током ЦАП. Как видно, здесь ЭВМ имеет только цифровой интерфейс, обеспечивающий получение информации о значениях сигнала из цифрового стробоскопического преобразователя (ЦСП) в двоичном коде и управление моментом считывания также непосредственно двоичным кодом. Системы с такой структурой еще недостаточно широко распространены.

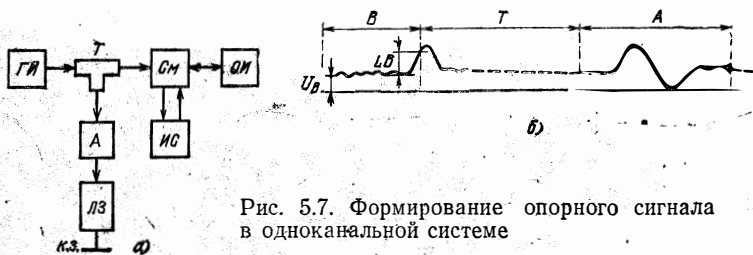
Описание одного из первых ЦСП приведено в [52], однако этот тип не получил развития. Несколько позднее были разработаны ЦСП, имеющие широкую полосу частот, выполненные на интегральных микросхемах [131, 132]. В системе, описанной в [29], были применены преобразователи такого типа, а также разработанный цифровой блок сдвига строб-импульсов [133]. Опишем их более подробно в следующем параграфе, поскольку они являются специфическими аппаратными средствами автоматизированных систем.

5.3. Методы и техника записи сигналов в автоматизированных системах для экспериментов с пикосекундными импульсами

Процесс записи сигналов в память системы является важнейшим этапом ее функционирования, определяющим точность измерений всех параметров сигналов, а следовательно, и исследуемых объектов. Режим записи может быть однократным и с накоплением. В первом случае записывается одна реализация сигнала. При этом погрешности записи обусловлены собственными шумами стробоскопического преобразователя. При накоплении погрешности за счет шумов преобразователя существенно уменьшаются. Этот режим более характерен для автоматизированных систем.

Функционирование аппаратуры при записи может быть синхронным и асинхронным. При синхронном режиме работа ЭВМ, генератора зондирующих импульсов и стробоскопического преобразователя совместно с аналого-цифровым интерфейсом управляется одной тактовой последовательностью. Кодирование ложных сигналов, возникающих при переходных процессах в стробоскопическом преобразователе, предотвращается выбором задержек между синхронизирующими сигналами. Однако такой режим требует стабильной частоты обращений ЭВМ к интерфейсу, постоянного времени кодирования в АЦП и т. д., поскольку нестабильность запуска генераторов стробирующих импульсов обычно сильно влияет на работу преобразователя. Постоянство частоты запуска преобразователя более дешевым способом достигается при асинхронном режиме. Генератор зондирующих импульсов и генератор стробирующих импульсов преобразователя работают при этом автономно. Специальная схема блокирует интерфейс АЦП на время (порядка 150 нс) переходного процесса в преобразователе. Одновременно эта же схема блокирует выборку следующего значения сигнала, если не закончено кодирование предыдущего значения в АЦП. Для нормальной работы при асинхронном режиме необходимо иметь АЦП с временем кодирования, меньшим периода стробирования.

Использование накопления при записи сигнала требует учета ряда обстоятельств. Первое из них связано с влиянием быстрого фазового дрожания стробирующих импульсов относительно сигнала-джиттера. Это влияние сводится к сглаживанию сигнала эквивалентным фильтром нижних частот с полосой $\Delta f \approx \sqrt{\ln 2 / 2\pi\sigma_{\xi}}$, где σ_{ξ} — дисперсия джиттера (см. § 5.2). Второе обстоятельство связано с на-



личие медленных дрейфов в каналах вертикального и горизонтального отклонений. Во всех системах борьба с этими факторами производится путем отслеживания некоторого специально сформированного опорного сигнала, независимого от исследуемого и жестко связанного с зондирующим.

Один из способов формирования такого сигнала заключается в использовании второго канала стробоскопического преобразователя (См) (рис. 5.7, а). При этом между временным положением опорного сигнала в канале В и исследуемого сигнала в канале А существует жесткая связь, задаваемая линией задержки, включенной в цепь опорного сигнала. Система компенсации дрейфов работает следующим образом. Начиная с некоторого момента времени (условно нулевого), начинается ввод информации в ЭВМ системы (ИС) с канала В. Уровень сигнала в этом канале постоянно усредняется методом скользящего окна на интервале длиной T_0 [обычно $T_0 \approx (10-20) \Delta t_c$]. Обозначим этот уровень U_B (рис. 5.7, б). Постепенно вычисляется также разность между текущим значением сигнала u_{KB} и этим средним уровнем $\Delta k = u_{KB} - U_B$ и сравнивается с заданным фиксированным уровнем LB , задающим пары обнаружения опорного сигнала. Если $\Delta k \geq LB$, то считается, что на k -м такте возможно обнаружение. Если $\Delta k > LB$, $\Delta_{k+1} > LB$, ..., $\Delta_{k+n} > LB$, то при выбранной стратегии обнаружения n из n опорный сигнал считается обнаруженным и в ЦАП развертки заносится код, обеспечивающий смещение стробирующего импульса на величину T , компенсируя фиксированную задержку между каналами А и В. Таким образом, медленный дрейф положения импульса относительно зондирующего сигнала устранен, поскольку при этом будут одновременно дрейфовать сигналы в обоих каналах. Для компенсации вертикального дрейфа методом скользящего окна постоянно усредняется сигнал в канале А, образуя уровень U_A . После обнаружения реперного сигнала в па-

мента системы записываются разности между значениями сигнала, поступающими из канала u_{kA} и последним зафиксированным уровнем U_A . Тем самым каждый цикл записи сигнала, его начальное значение, приводится к нулю, компенсируя вертикальную составляющую дрейфа. Метод двух каналов был применен в программной реализации в системе [29] и аппаратной («метод трех точек») [130]. Для компенсации дрейфов может использоваться и один канал. В этом случае для разделения опорного и исследуемого сигналов используется временная селекция. В системе, представленной в [51], использована схема формирования опорного сигнала, изображенная на рис. 5.8, а, где приведены блоки как на рис. 5.7, а в смесителе (См) показаны входы каналов А и В. Сигнал в канале В формируется отводом через тройник (Т), аттенюатор (А) и дифференцирующую цепь (ДЦ). При этом запись сигналов производится в двух временных окнах, как изображено на рис. 5.8, б. В окне В производится обнаружение опорного сигнала, а в «окне» А — запись исследуемого. Жесткая связь этих двух сигналов обеспечивает компенсацию горизонтальной и вертикальной составляющих дрейфа. При формировании опорного сигнала могут использоваться и более сложные схемы. Так, в [60] описана система для определения электрофизических параметров диэлектриков по анализу отраженных и прошедших через образец сигналов. Схема формирования трех временных окон, в которых селектируется опорный, отраженный (А) и прошедший (В) через образец сигналы, показана на рис. 5.9, а. На рис. 5.9, б показаны временные окна. Использование полосового направленного ответвителя (НО) с полосой 6—12 ГГц обеспечивает формирование пе-

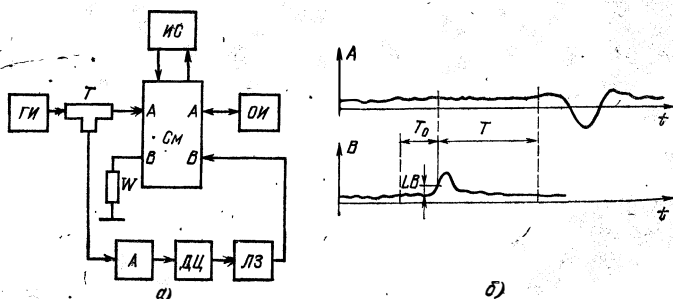
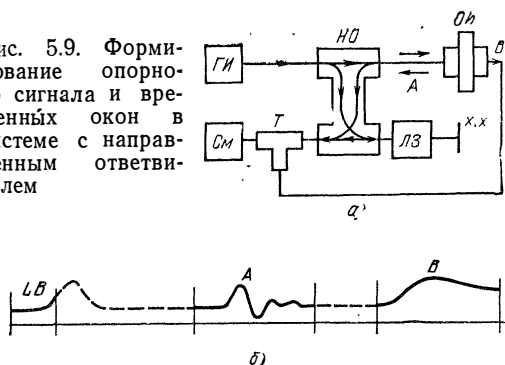


Рис. 5.8. Формирование опорного сигнала в двухканальной системе, содержащей двухканальный стробоскопический смеситель, работающий «на проход»

Рис. 5.9. Формирование опорного сигнала и временных окон в системе с направленным ответвителем



репада пикосекундного зондирующего импульса и эффективную развязку зондирующего импульса амплитудой около 10 В и слабого отраженного сигнала порядка 10 мВ.

Следует отметить, что ответвитель на связанных полосковых линиях, дифференцируя исходный зондирующий сигнал, обеспечивает прямую передачу на вход смесителя стробоскопического преобразователя (См) отраженного.

При накоплении кроме перечисленных выше существует еще одна причина погрешности, обусловленная квантованной природой накапливаемых сигналов и конечной длиной разрядной сетки ЭВМ системы. Если обозначить значение входного сигнала на i -м цикле накопления $u_i(t)$, а результат накопления на этом цикле $s_i(t)$, то усреднение сигнала простым сложением описывается соотношением

$$s_i(t) = s_{i-1}(t) + u_i(t)/i; \quad s_0(t) = 0.$$

Обозначим дисперсию выходного и входного сигналов σ_n^2 , дисперсию квантованного шума, вызванного шумами АЦП, — σ_q^2 , дисперсию погрешности округления в 1 бит — σ_c^2 . Если считать m -разрядный АЦП при m -разрядном представлении чисел памяти, а диапазон изменения сигналов положить равным единице, то $\sigma_q^2 \approx \approx 2^{-2m/12}$; $\sigma_c^2 = 2^{-2m/8}$. При усреднении простым сложением имеем дисперсию сигнала после усреднения на i -м цикле

$$\sigma^2(i) = i\sigma_q^2 + \sigma_n^2/i.$$

Если производить сложение до переполнения

$$s_j(t) = s_{j-i}(t) + u_i(t)/2^k; \quad s_0(t) = 0;$$

$$j = 1, 2, \dots, i; \quad k = 0, \dots, \log_2 i - 1,$$

а при возможном переполнении положить

$$s_j(t) = s_j(t)/2; \quad k = k + 1,$$

то дисперсия погрешности может быть [55] приближенно описана формулой

$$\sigma^2(i) = \sigma_n^2/i + 4i/7\sigma_q^2.$$

Такой метод принято называть усреднением с детектором переполнения. Можно также применять усреднение с экспоненциальным взвешиванием. Например,

$$s_1(t) = u_1(t), \quad s_j(t) = \frac{i-1}{i} s_{j-1}(t) + u_j(t)/i; \quad j=2, 3, \dots, i.$$

Дисперсия погрешности при этом оценивается таким образом:

$$\sigma^2(i) = \left\{ i^{i-1} + \frac{1-e^{2(i-1)}}{2i-1} \right\} \sigma_n^2 + \frac{i^2 (2-e^{2i}-i^2(i-1))}{2i-1} \sigma_q^2, \\ l = (i-1)/i.$$

С ростом числа накоплений дисперсия накопленного сигнала сначала уменьшается, а затем начинает возрастать за счет накопления погрешностей квантования. При этом наиболее существенный выигрыш в отношении сигнал-шум удается получить при усреднении с детектором переполнений. Для шестнадцатиразрядной ЭВМ с 16-битовым АЦП в [53] приведен график (рис. 5.10).

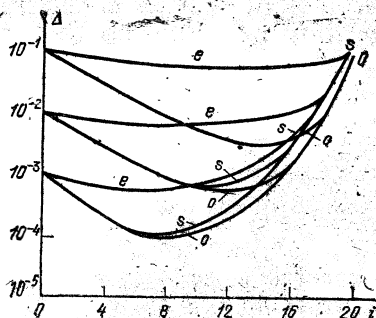
Как видно из приведенного рисунка, наиболее эффективно усреднение с детектором переполнений. Этот метод применен в системах, описанных в [50, 55].

Практически во всех системах накопление сигналов осуществляется по реализациям, а не по точкам, т. е. каждый раз производится сканирование всего временного окна развертки, запись реализации сигнала с усреднением и затем возврат к окну опорного сигнала, а не многократное считывание с усреднением каждой точки последовательно. Это связано со спецификой работы стробоскопических преобразователей с обратной связью и меньшим числом необходимых циклов поиска опорного сигнала.

Погрешности за счет дрейфов, устойчивости работы при малых и переменных частотах следования импульсов удается существенно уменьшить, если в системах применить аналого-цифровые стробоскопические преобразователи, сов-

Рис. 5.10. Уменьшение шума и приращение погрешности при накоплении:

i — число усреднений; $\Delta(i)$ — суммарное среднее отклонение погрешности округления и шума; e — для экспоненциального взвешивания, s — для простого сложения, o — для усреднения с детектором переполнений, отношение сигнал-шум равно соответственно 0,1; 0,01 и 0,001



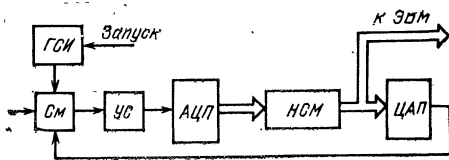


Рис. 5.11. Цифровой стробоскопический преобразователь с накапливающим сумматором в петле обратной связи

мещающие функции широкополосного стробоскопического и аналого-цифрового преобразователей. Интерфейс системы при этом упрощается.

В настоящее время известно несколько структур аналого-цифровых стробоскопических преобразователей. Их подробный анализ был проведен В. Д. Глушковым [131, 132]. В системе, описанной в [29], был применен преобразователь, имеющий высокие характеристики: полосу пропускания не менее 7 ГГц, разрядность 10 бит, чувствительность 0,2 мВ/бит, уровень собственных шумов 5 мВ.

Из рис. 5.11 следует, что в основе работы преобразователя лежит преобразование в код расширенных импульсов, поступающих из смесителя, и дальнейшее интегрирование их путем сложения кодов в накапливающем сумматоре. Напряжение обратной связи получается в результате цифроаналогового преобразования. Использование цифрового интегратора обеспечивает уменьшение дрейфов вертикального тракта в десятки раз. Другой тип аналого-цифрового преобразователя рассмотрен в [132]. Здесь интегрирование происходит в аналого-цифровой внутренней петле, где включено аналоговое запоминающее устройство на RC-цепи (рис. 5.12). Применение такого преобразователя также упрощает интерфейс системы и уменьшает погрешности измерений благодаря уменьшению дрейфа и повышению стабильности.

Немаловажным обстоятельством, влияющим на точность записи сигналов, является неустранимая нелинейность развертки, т. е. неравномерность шага считывания. Прин-

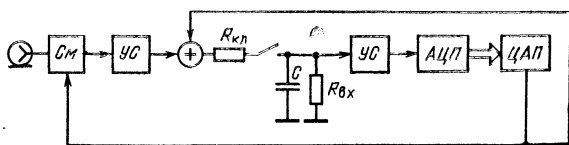


Рис. 5.12. Цифровой стробоскопический преобразователь с аналого-цифровой петлей обратной связи

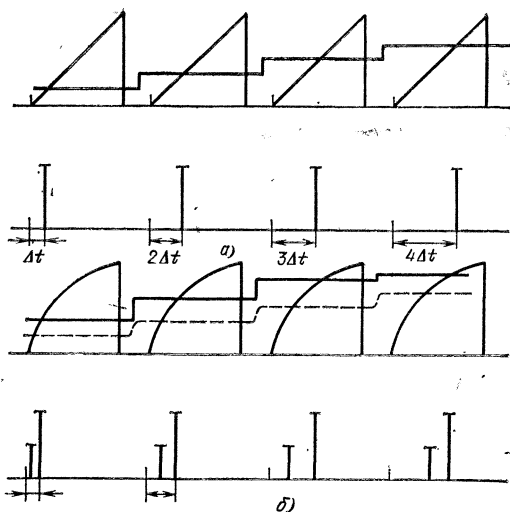


Рис. 5.13. Коррекция нелинейности быстрого пилообразного напряжения в блоке сдвига стробирующих импульсов введением дополнительного смещения в напряжение сдвига

ции обеспечения сдвига стробирующих импульсов в большинстве систем развертки стробоскопических преобразователей основан на формировании жестко связанной с исследуемым сигналом последовательности импульсов с линейно-нарастающим фронтом — импульсов быстрого пилообразного напряжения (БПН) — и выработкой стробирующего импульса в момент сравнения БПН со ступенчатым напряжением развертки, поступающим с ЦАП развертки (рис. 5.13, а). Если импульс БПН строго линейный, то обеспечить фиксированный шаг считывания можно путем увеличения в каждом такте напряжения на выходе ЦАП на одинаковое значение, т. е. добавляя одинаковый код в его регистр. Однако если импульс БПН нелинеен, а это имеет место всегда в той или иной степени, то равномерное приращение кода в ЦАП приведет к неравномерному шагу считывания (см. рис. 5.13, б). Тем не менее, если форма импульсов БПН остается постоянной, то ее нелинейность можно компенсировать неравномерным приращением напряжения на выходе ЦАП. Это можно сделать как программным, так и аппаратным путем.

Для определения необходимых поправок используется эталонный сигнал гармонической формы определенной известной частоты, зависящей от диапазона развертки.

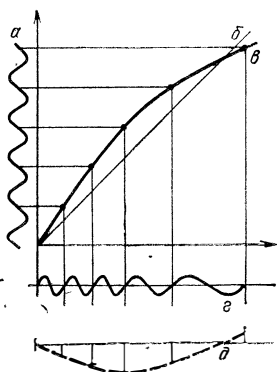


Рис. 5.14. Выделение компенсирующей составляющей - нелинейности калибровкой по гармоническому сигналу:

а — гармонический сигнал; *б*, *в* — идеальное и реальное пилообразные напряжения; *г* — реальная осциллограмма сигнала; *д* — кривая компенсирующего напряжения

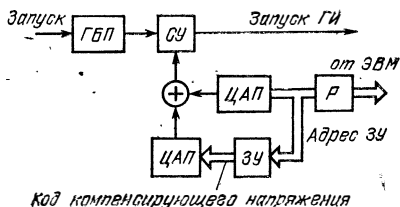


Рис. 5.15. Схема формирования сдвига стробирующих импульсов с компенсацией нелинейности быстрого пилообразного напряжения

Процедура определения кривой компенсации состоит в регистрации нулей записываемого эталонного сигнала, вычислении нулей входного эталонного сигнала, нахождении поправок в этих точках и аппроксимации кривой поправок для всех точек считывания. Процедура может быть пояснена рис. 5.14.

В системе, описанной в [55], эта методика калибровки и компенсации реализуется схемой развертки, содержащей память для компенсирующих коэффициентов (рис. 5.15). Здесь генератор БПН (ГБП) с внешним запуском. Код сдвига поступает на ЭВМ на регистр (Р), коды компенсирующего напряжения записываются в ЗУ при калибровке. В системе используются четыре периода эталонного сигнала на любой из разверток. При этом даже при нелинейности БПН 5 % удастся достигнуть низкой погрешности шага считывания, не превышающей 0,2 %. Такие точности временных измерений не достигнуты в пикосекундном диапазоне никакими другими способами.

Подводя итог, следует резюмировать, что применение цифровых методов записи сигналов, управление стробоскопическим преобразователем от ЭВМ позволяют существенно повысить точность записи сигналов пикосекундного диапазона. Характеристики автоматизированных систем измерений с помощью пикосекундных импульсов позволяют записывать сигналы с амплитудой до 1 мВ с погрешностью 1—2 % и фиксировать временные соотношения с погрешностью 1—0,5 %.

5.4. Программные средства обработки сигналов и управления в автоматизированных системах измерений

После записи сигналов (регистрируемых стробоскопическим преобразователем в заданном временном окне) в память системы они могут быть подвергнуты математической обработке с помощью программных средств ЭВМ, входящей в состав системы. Обработка записанных сигналов не является единственной функцией программных средств системы. Они могут быть разделены на следующие:

- обеспечение записи сигнала в память путем управления работой АЦП, ЦАП, выполнения усреднения, слежения за опорными сигналами и т. д.;

- обработка сигналов с целью сокращения в них избыточной информации: фильтрация, аппроксимация, восстановление;

- преобразование сигналов путем перехода из временной в частотную область или, в более общем случае, в какую-либо другую систему базисных функций;

- оценивание параметров сигнала, таких, как амплитуда, задержка относительно зондирующего сигнала и т. п.;

- идентификация объекта путем совместной обработки отраженного, зондирующего и прошедшего сигналов;

- обеспечение преобразования сигнала или его параметров, параметров модели идентифицируемого объекта в необходимую форму и управление устройствами отображения информации.

Реализация в той или иной мере всех этих функций требует достаточно высокой производительности вычислительных средств, входящих в состав системы, и гибкого и мощного программного обеспечения. В различных системах авторы по-разному подходили к решению этой задачи. Ряд систем построен на основе одной мини-ЭВМ, снабженной интерпретатором языка высокого уровня типа Бэйсик или Фокал. В системе, рассмотренной в [29], применялось две мини-ЭВМ для управления работой приборов и обработки информации. Во всех этих случаях состав программ обработки сигналов мог произвольно изменяться путем программирования алгоритма обработки на имеющемся алгоязыке. Программы управления приборами, входящими в состав системы, оформлены как подпрограммы и могут быть вызваны при необходимости из текста основной программы.

В ряде других, более поздних систем применены микропроцессоры. В системе, описанной в [55], применены три микропроцессора, один из которых управляет стробоскопическим преобразователем и обеспечивает накопление сигнала в памяти системы, второй выполняет быстрое преобразование Фурье, третий предназначен для отображения информации и количественных измерений путем формирования визуальной модели сигнала. Применение аппаратных процессоров для выполнения этих функций существенно разгружает мини-ЭВМ и ускоряет получение результатов измерений. Прикладные программы обработки в этой системе могут быть записаны на языке Бэйсик.

В [134] описана простая система, включающая в свой состав в качестве вычислителя настольный калькулятор. Иной подход предложен разработчиками экспериментального вычислительного рефлектометра на базе серийного прибора СК7-18 [135]. Процессор этой системы построен на базе центрального процессора микро-ЭВМ «Электроника-60». Математическое обеспечение системы использует в качестве входного языка язык функциональных клавиш. При этом с каждой клавишей, размещенной на передней панели прибора (рис. 5.16), связана некоторая подпрограмма управления или обработки сигнала. Нажимая клавиши последовательно, можно сформировать полную программу функционирования прибора, которая будет запомнена в памяти системы, после чего выполнена необходимая число раз. Объектом обработки может быть массив значений сигнала или его спектра, определяемый положением «окна», которое выбирается с помощью двух маркеров начала и конца, подсвечиваемых на экране дисплея системы. Для запоминания таких массивов в памяти системы отводятся четыре сегмента А, В, С, D, в каждом из которых могут быть размещены 256 действительных или 128 комплексных чисел. Ряд программ оперирует только с такими массивами, как, например, прямое и обратное преобразования Фурье, вычисление дисперсии, математического ожидания, интегрирование, дифференцирование и др. Другие программы, такие, как сложение, умножение, деление, вычитание и т. п., могут оперировать как с массивами, так и с отдельными числами. Эти числа, как константы, можно набрать на клавиатуре системы (правая, «калькуляторная» часть рис. 5.16), а также получить как амплитудные или временные значения сигналов. С этой целью на экране дисплея существует мерцающий маркер, положение которого управляется клавишами \rightarrow и \leftarrow на передней панели. Коорди-

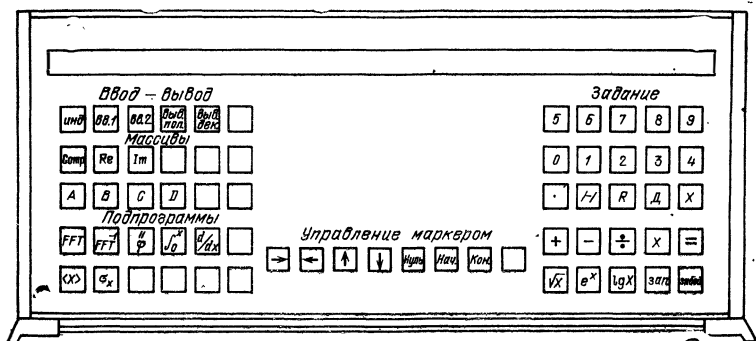


Рис. 5.16. Передняя панель вычислительного блока рефлектометра

наты этого маркера и могут использоваться в качестве операндов программ обработки. Тем самым как над сигналами в целом, так и над отдельными их значениями могут быть проведены различные математические преобразования, позволяющие измерить параметры изучаемых объектов. При этом система обеспечивает, разумеется, меньшую гибкость, чем программируемые на алгоязыках высокого уровня, однако большая простота в обращении делает ее не менее удобной.

Итак, все программные средства автоматизированных систем включают в свой состав три группы программ;

1) обеспечение работоспособности аппаратуры, входящей в состав системы: драйверы ввода и вывода и т. д.;

2) обеспечение коммуникации системы с пользователем: интерпретаторы входного языка;

3) прикладные программы обработки (к ним относятся как стандартные программы, хранящиеся в библиотеке системы, поставляемые изготовителем, так и разрабатываемые пользователем в ходе использования системы).

Драйверы предназначены для выдачи кодов в интерфейс системы и прием сигналов из интерфейса. Структура драйверов определяется принятым системным интерфейсом. Во всех известных системах автоматизации, упомянутых выше, не применялись какие-либо стандартные интерфейсы. Специфика обменов со стробоскопическим преобразователем, небольшое число каналов ввода-вывода позволяло разработчикам систем использовать собственные средства сопряжения. Так, в системе АСПЭИВО [29] применены три независимые системы шин. Одна из них служит для

связи между ЭВМ, входящими в комплекс, и представляет собой дуплексную шину прямого доступа в память сателлантной машины. Вторая обеспечивает обмен управляющей ЭВМ со стробоскопическим преобразователем, генератором и другими нестандартными устройствами мини-ЭВМ. Здесь использовался специально разработанный интерфейсный блок модульной конструкции типа упрощенного КАМАК. Для связи ЭВМ со стандартной периферией применен стандартный интерфейс ввода-вывода. При использовании мини-ЭВМ с магистральной структурой каждый источник и приемник информации, независимо от того, относится он к аппаратуре сбора данных (АЦП и ЦАП стробоскопического преобразователя) или к стандартной периферии (устройство ввода с перфоленты, дисплей), подключается к общей шине через индивидуальный адресуемый регистр.

Управление обменами, их синхронизация возлагаются на программы-драйверы. Они пишутся на ассемблере или в машинных кодах ЭВМ и поставляются разработчиками системы обычно в виде встраиваемых подпрограмм с параметрами, обеспечивающими управление и обмен информацией. В системах, использующих Бэйсик или Фокал, вызов такого драйвера осуществляется с помощью оператора CALL. Например, ввод информации с первого канала преобразователя с обнаружением и отслеживанием опорного сигнала при числе накоплений 128 и записью значений сигнала в массив с именем А в системе АСПЭИВО обеспечивается оператором CALLIN (I, A, B, K, S). Программный интерфейс драйверов определяется операционной системой, под управлением которой работает мини-ЭВМ. Обычно это интерпретатор языка диалогового типа. Выбор языка типа Бэйсик или Фокал, с необходимыми расширениями путем включения новых функций, операторов и т. п., определяется разнообразием применений автоматизированных систем для эксперимента с помощью пикосекундных импульсов. Применение диалогового языка позволяет быстро запрограммировать нужный алгоритм обработки, немедленно исполнить его по шагам или в целом, что упрощает отладку. Включение в этот язык подпрограмм вывода информации на графический дисплей на ЭЛТ позволяет получать результаты в наглядной форме, оптимизировать алгоритмы обработки, производить их эффективную отладку и коррекцию. При этом оказывается возможным использование многих эвристических алгоритмов, подбор параметров которых можно производить в интерактивном режиме, наблюдая результаты на экране,

Одновременно с этим такие языки позволяют получать достаточно объемные программы путем включения в них заранее разработанных программ из библиотеки. Библиотека прикладных программ системы частично поставляется разработчиками. Эта часть библиотеки содержит обычно хорошо отлаженные программы типа быстрого преобразования Фурье, операций над матрицами, решения уравнений, идентификации типовых моделей. Другая часть библиотеки формируется пользователем системы. Она может создаваться как из программ, написанных на входном языке системы, так и из программ на Ассемблере.

Программное обеспечение системы требует достаточно большого объема как оперативного запоминающего устройства ЭВМ, так и долговременных носителей. Первые системы имели ОЗУ объемом 8 К слов и перфоленточную операционную систему. В настоящее время объем ОЗУ около 28 — 32 К и практически все мини-ЭВМ оснащены гибкими дисками, на которых удастся разместить полностью все математическое обеспечение, включая сервисные программы. Вычислительный рефлектометр [135] содержит программные средства в ПЗУ объемом 8 К слов. Система, рассмотренная в [55], оснащена твердыми дисками большого объема (около 5 Мбайт).

5.5. Отображение информации в автоматизированных системах

Все результаты, получаемые при использовании систем автоматизации экспериментов с пикосекундными импульсами, можно представить в виде информации двух типов: графической и символической (текстовой). Эти виды информации взаимозаменяемы, но по удобству восприятия они неэквивалентны, поэтому в системах используются совершенно равноправно. Разумеется, для их отображения могут применяться различные стандартные устройства ЭВМ. Однако их применение часто недопустимо удорожает систему, поэтому типично применение ограниченного набора сравнительно дешевых устройств.

Рассмотрим сначала представление графической информации. Прежде всего это графики сигнала во временной области и его спектра, т. е. в частотной области. В некоторых системах [50, 53] для отображения сигнала применяются два дисплея на ЭЛТ. Первый из них представляет собой ЭЛТ, включенную на выход стробоскопического преобразователя. На нем постоянно отображается график входного

сигнала системы без обработки. Когда запись сигнала производится в нескольких временных окнах, на экране этого дисплея одновременно, последовательно друг за другом видны сигналы, размещенные в этих окнах. Участки развертки между сигналами обычно имеют существенно меньшую яркость луча (большая скорость) и поэтому структура временных окон и их взаимное расположение хорошо просматриваются. Второй дисплей представляет собой ЭЛТ, которая через цифроаналоговые преобразователи отклонения по горизонтали, вертикали и яркости подключена к ЭВМ. На этом дисплее может быть отображено содержимое любого информационного массива, хранящегося в памяти ЭВМ. Длина отображаемого массива обычно ограничивается разрядностью ЦАП и горизонтального отклонения, однако это условие не обязательно. Так, при 10-битовом ЦАП обычно используются массивы длиной в 1024 точки. При меньшей длине массива при выводе программно осуществляется линейная интерполяция. Для выдачи кода на вертикальное отклонение луча предварительно производится преобразование данных из формы хранения с плавающей точкой в фиксированную форму. Функционирование этого дисплея осуществляется в разных системах различным образом. В некоторых из них преобразование каждого значения массива в фиксированную форму производится в ходе выполнения подпрограммы отображения массива на ЭЛТ. При этом при выполнении отображения информации никакие другие функции процессором системы не исполняются. Только после вмешательства оператора организуются прерывание программы отображения (нажатие на клавиатуре терминала) и выход системы в режим ожидания или перехода к следующей программе.

В других системах информация на дисплее отображается под управлением специального аппаратного процессора визуализации. При этом на экране постоянно сохраняется изображение, записанное в дисплейный файл. Замена дисплейного файла производится подпрограммой вывода на дисплей того или иного массива. В ходе формирования дисплейного файла осуществляется необходимая интерполяция и преобразование значений из плавающей формы в фиксированную.

В вычислительном рефлектометре [135] изображение также постоянно сохраняется на экране дисплея. Здесь нет отдельного микропроцессора, однако вывод на дисплей организован через процессор прямого доступа, который только несколько замедляет работу центрального процессора

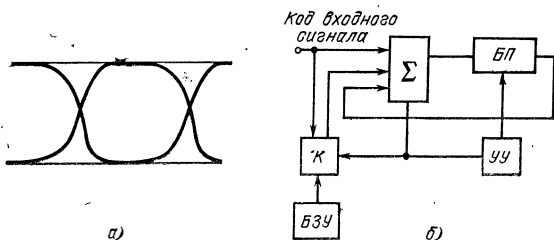


Рис. 5.17. «Глазковая» диаграмма сигнала цифровой системы передачи информации (а) и схема процессора визуальных образов (б)

системы. Дисплейный файл здесь также формируется при выполнении программы вывода на дисплей.

При отображении графической информации используется декартова система координат, полярная система и совмещенная двойная декартова. Оси координат обычно не высвечиваются, однако масштабы могут индизироваться на экране в цифровом виде. Часто изображается нулевой уровень для удобства отсчета. В декартовой системе отображают сигналы во временной области, модуль, фазу сигнала или соответственно амплитудную или фазо-частотную характеристику объекта. В полярной системе координат удобно отображать комплексный спектр сигнала, передаточную функцию системы, расположение нулей и полюсов идентифицируемого объекта. Совмещенная двойная декартова система координат представляет собой две декартовы системы — одну над другой. Она удобна для одновременного отображения двух графиков разного масштаба с целью их сравнения.

В системе, рассмотренной в [55], нашел применение еще один способ графического представления сигнала, названный «глазковой диаграммой», весьма удобный для количественных оценок параметров систем с кодово-импульсной модуляцией и цифровых устройств пикосекундного диапазона скоростей, а также для ряда других измерений. Сущность этого метода состоит в специальном представлении гистограммы двухуровневого сигнала, получаемой путем случайного считывания с помощью стробоскопического преобразователя. Вероятность совпадения уровня анализируемого сигнала с заданным опорным уровнем отображается на экране пропорциональным временным смещением изображающей точки. Получаемая глазковая диаграмма (рис. 5.17, а) хорошо отражает временные соотношения при

переходах двоичного сигнала от одного уровня к другому. Она позволяет оценивать скоростные характеристики систем передачи цифровой информации гигабитового диапазона, каналов передачи таких сигналов. Ширина полосы пропускания современных стробоскопических преобразователей позволяет получать количественные оценки цифровых систем передачи со скоростью до 10 Гбит/с. В системе применен специализированный процессор для формирования глазковой диаграммы (рис. 5.17, б). Для каждого задаваемого программно уровня добавляется или не добавляется единица к содержимому слова памяти, циклически обновляемой процессором, в зависимости от результата сравнения этого уровня с текущим значением сигнала с выхода стробоскопического преобразователя. На рис. 5.17, б показаны блоки: БЗУ — блок задания уровня сравнения; К — компаратор кодов; БП — блок памяти 10 бит 128×8 слов; УУ — устройство управления; Σ — схема суммирования.

Кроме оперативной информации, отображаемой на ЭЛТ, во многих системах предусмотрены средства документирования графической информации. Обычно это достаточно дешевые планшетные графопостроители или двухкоординатные самописцы (типа Н-306 или ПДС-21), приводимые от двух цифроаналоговых преобразователей с разрешением 10—12 бит. Любая система содержит устройство для вывода на перфоленту, где также может быть закодирована графическая информация. Иногда графики выводятся на стандартное печатающее устройство ЭВМ (телетайп, мозаичное печатающее устройство и т. п.) с помощью символов.

Текстовая символическая информация обычно оформляется в виде таблиц. Эти таблицы содержат дополнение к графикам — значения координат точек, отдельные параметры моделей объектов и сигналов и т. д.

Применение импульсных методов исследований в технике и в научных экспериментах

6.1. Измерение параметров широкополосных и СВЧ трактов

Как указывалось, метод импульсного зондирования и анализа отражений относится к наиболее эффективным методам исследования широкополосных распределенных электрических цепей, линий связи и трактов передачи СВЧ энергии. Этим методом определяются местоположение внутренних неоднородностей в тракте, коэффициенты отражения (точнее, отношения амплитуд отраженных и зондирующих импульсных сигналов), характер отражающих неоднородностей, а также ослабление сигнала в тракте или вносимое затухание. В результате создаются условия для устранения дефектов монтажа, повышения качества согласования линий и эффективности их конструирования. В зависимости от цели исследования и характера объекта применяют видеоимпульсные или радиоимпульсные рефлектометры, а также автоматизированные системы измерений.

6.1.1. Исследование однородности кабелей и качества согласования переходов в коаксиальных линиях передачи

Исследование протяженных распределенных трактов, которые содержат многочисленные неоднородности, практически не поддающиеся анализу частотным методом, возможно только методом импульсной рефлектометрии. Частотный метод (исследование с помощью панорамных измерителей коэффициента стоячей волны или широкополосных измерителей S -параметров четырехполюсников) в большей степени характеризует свойства устройства в целом и оказывается весьма сложным при определении параметров локальных неоднородностей и их расположения.

На рис. 6.1, а приведена типичная рефлектограмма отрезка коаксиального кабеля марки РК-50-7-11 длиной 14 м. На рефлектограмме отмечены отражения от разъема в начале кабеля (а) и от несогласованной нагрузки на конце (б). Многочисленные мелкие неоднородности волнового сопротивления, соответствующие его отклонениям от номинального значения (50 Ом) на 0,2 — 1 Ом, обусловлены несо-

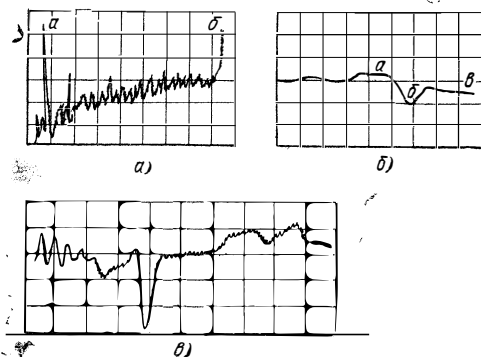


Рис. 6.1. Рефлектограммы отрезков коаксиальных кабелей РК-50-7-11:

а — общий обзор (масштаб по вертикали 0,5%/дел; по горизонтали — 20 нс/дел); *б* — стандартная заделка кабеля в разъем 7/8 мм (масштаб по вертикали 2%/дел, по горизонтали — 0,2 нс/дел); *в* — излишне сильная затяжка кабеля скобой (масштаб по вертикали 1%/дел, по горизонтали — 0,2 нс/дел)

вершенством технологии изготовления и дефектами, возникающими при укладке кабеля в бухту. Монотонный подъем среднего уровня на рефлектограмме от начала к концу кабеля вызван влиянием продольного сопротивления потерь. Значение эквивалентного сопротивления потерь составляет здесь около 5 Ом.

Рефлектограмма на рис. 6.1, *б* иллюстрирует качество соединения двух кабелей с помощью стандартного коаксиального соединителя. Отражение *а* соответствует повышенному значению волнового сопротивления штыря соединителя (по-видимому, штырь не до конца входит в гнездо ответной части соединителя). Отражение *б* — емкостная неоднородность на выходе соединителя, обусловленная несовершенством заделки кабеля; участок *в* характеризует волновое сопротивление второго кабеля, состыкованного с первым; пониженный уровень участка говорит о меньшем значении волнового сопротивления. Присоединение к концу кабеля прецизионной согласованной нагрузки известного номинала позволило бы определить абсолютный уровень волнового сопротивления этого кабеля [64].

Рис. 6.1, *в* иллюстрирует эффект излишне сильной затяжки кабеля скобой, вызывающей неоднородность емкостного характера.

Как следует из рис. 6.2 [163], максимальное отклонение волнового сопротивления широкополосной сверхпроводящей линии задержки (с полосой пропускания около 20 ГГц) от номинального значения составляет $\pm 0,4$ Ом. Геометрическая длина сверхпроводящего кабеля 15 м. Применение импульсного рефлектометра с высоким пространственным разрешением позволяет решить важную техническую задачу: отработать конструкцию перехода от сверхпроводя-

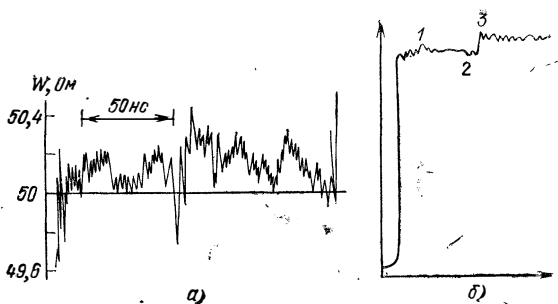


Рис. 6.2. Рефлектограммы сверхпроводящих линий задержки: *а* — неоднородность волнового сопротивления линии, вызванная технологическими причинами; *б* — рефлектограмма входного участка (1 — разъем, 2 — ступенчатый переход; 3 — сверхпроводящий кабель)

щего кабеля к коаксиальному вводу (рис. 6.2, б) [164]. При изготовлении макета такого перехода отклонение волнового сопротивления (ступенька на рефлектограмме) составило 6,7 Ом. Отражения от разъема (1) и от фиксирующей шайбы (2) носят соответственно индуктивный и емкостный характер (индуктивность $\sim 0,09$ нГн, емкость $\sim 0,056$ пФ). В месте соединения сверхпроводящего кабеля с переходом (3) — небольшая емкостная неоднородность ($\sim 0,036$ пФ). Длина линии перехода 230 мм. Значения неоднородностей определяются с помощью простых соотношений, приведенных в гл. 2.

Таким образом, применение метода импульсной рефлектометрии позволяет контролировать качество изготовления кабелей, линий задержки, элементов их соединений в производстве и степень согласования в лабораторных и других условиях эксплуатации.

6.1.2. Измерение потерь в линиях и рассеяния на их внутренних неоднородностях

Сравнение импульсного сигнала, прошедшего исследуемую линию передачи, с зондирующим на ее входе позволяет определить затухание в линии. При этом можно получить и зависимость затухания от частоты, если использовать вычислительные средства, обеспечивающие перевод информации о сигнале из временной области в частотную.

На рис. 6.3 (Д — дисплей; ВУ — вычислительное устройство) показана схема включения испытываемого устройства (например, исследуемой микрополосковой линии) в рефлектометрическую установку, соответствующую струк-

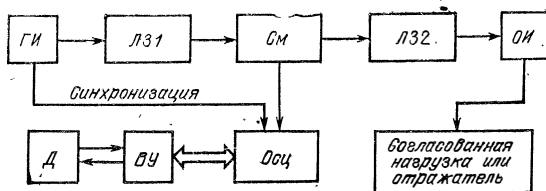


Рис. 6.3. Структурная схема исследования объектов во временной области

турной схеме на рис. 1.7, а на рис. 6.4, а приведена эквивалентная схема линии с учетом влияния разъема. Отражение от разъема существенно исказило бы результаты измерений затухания, если бы не используемый импульсный метод, который позволяет выделить интересующий нас сигнал, дважды прошедший испытываемую линию и отраженный от ее короткозамкнутого конца, в ограниченном временном окне. Сказанное поясняется рис. 6.4, б, где показана развертка во времени процесса прохождения кратковременного импульса вдоль линии с неоднородностью jx и обозначены параметры отражения и затухания. Для повышения точности процесс измерений включает в себя предварительную калибровку системы: вместо испытываемого объекта на выход прецизионной линии подсоединяется короткозамыкающее устройство и наблюдаемое отражение запоминается (рис. 6.4, в, г).

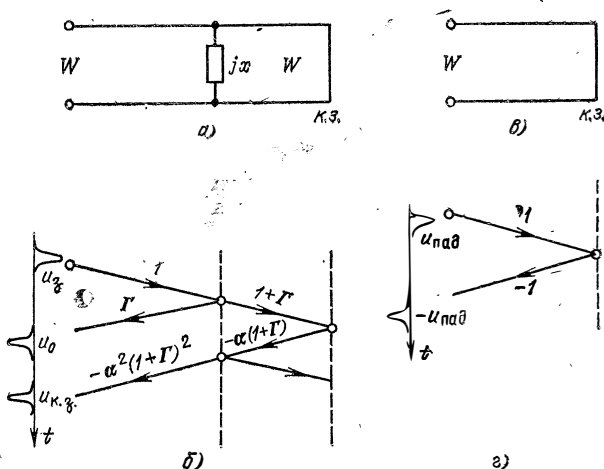


Рис. 6.4. Диаграмма отражений (к определению потерь в линии)

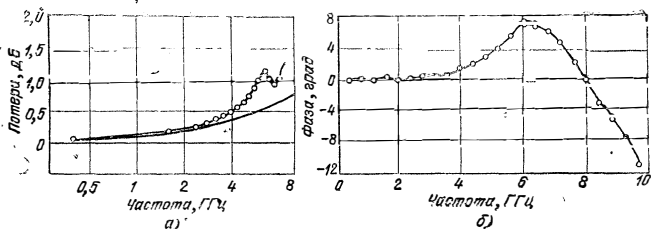


Рис. 6.5. Результаты экспериментального исследования несимметричной микрополосковой линии:

a — зависимость потерь от частоты (— теоретические результаты; ○○ — результаты эксперимента); *б* — зависимость сдвига фазы от частоты

Потери в линии в соответствии с диаграммой могут быть определены как [141]

$$\alpha^2 = \frac{F[u_{\text{кз}}(t)]}{F[u_{\text{пад}}(t)]} \frac{1}{\{1 + F[u_0(t)]/F[u_{\text{пад}}(t)]\}^2}, \quad (6.1)$$

где $F[u(t)]$ — Фурье-преобразование сигнала $u(t)$ в рассматриваемом временном окне, соответствующем длительности импульса, причем $u_{\text{пад}}(t)$ — зондирующий (падающий) импульс; $u_{\text{кз}}(t)$ — импульс, дважды прошедший через линию и отраженный от ее короткозамкнутого конца; $u_0(t)$ — импульс, отраженный от разъема.

Таким образом, при таких измерениях не требуется вводить поправки на переходное устройство.

Результаты экспериментального исследования несимметричной микрополосковой линии отражены в виде зависимости затухания в линии (рис. 6.5, *a*) и сдвига фазы от частоты (рис. 6.5, *б*). Результаты показывают, что измеренное затухание в отрезке линии больше рассчитанного, поскольку при расчете не учитывались потери, обусловленные рассеянием на внутренних неоднородностях.

Указанные измерения широко распространены в лабораторной практике и проводятся при проектировании элементов и устройств СВЧ диапазона.

6.1.3. Измерение потерь и задержки в волноводных системах миллиметрового диапазона

Аналогичные измерения при использовании радиоимпульсов могут быть произведены в волноводных системах передачи энергии миллиметрового диапазона. В работе [147] описана вычислительная рефлектометрическая установка, предназначенная для исследования волноводов

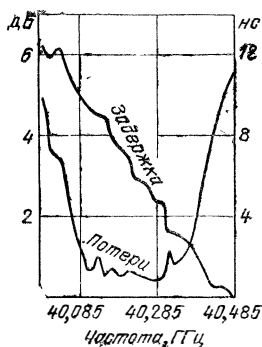


Рис. 6.6. Результаты исследования волноводов круглого сечения с помощью радиоимпульсов

круглого сечения диапазона 40—110 ГГц. Испытания проводились с помощью радиоимпульсов длительностью 3,6 нс с несущей, перестраиваемой внутри этого диапазона. Вследствие фазовой модуляции несущей частоты энергия в импульсе концентрировалась в полосе частот ± 250 МГц относительно несущей. При этом было получено частотное разрешение порядка 10—20 МГц. Характеристики передачи волновода были определены быстрым преобразованием Фурье квадратичных компонент когерентно-детектируемых сигналов, полученных в результате рефлектометрических исследований.

При измерении ослабления использовался метод замещения, когда вместо испытываемой линии передач в систему включался прецизионный аттенюатор. Результаты измерений (рис. 6.6) сравнивались. Высокая степень разрешения по частоте в сочетании с точностью и широким диапазоном измерений характеризуют этот метод исследований при использовании радиоимпульсов.

6.1.4. Измерение малых значений сосредоточенных элементов индуктивности и емкости

Высокая пространственная разрешающая способность (единицы миллиметров) и большая чувствительность обеспечивают уникальные возможности применения метода импульсной рефлектометрии для измерения малых значений реактивностей в распределенных цепях — сосредоточенных элементов индуктивности и емкости. В гл. 2 рассматривались общие методы идентификации неоднородностей в линиях передачи, указаны методы повышения достоверности идентификации и точности измерения с помощью калиброванных образцов — мер индуктивности и емкости, включаемых в тракт зондирующего сигнала вместо измеряемых объектов. Применение для этих целей автоматизированной измерительной системы на базе импульсного рефлектометра, позволяющей запомнить и сравнить сигналы, отраженные от иссле-

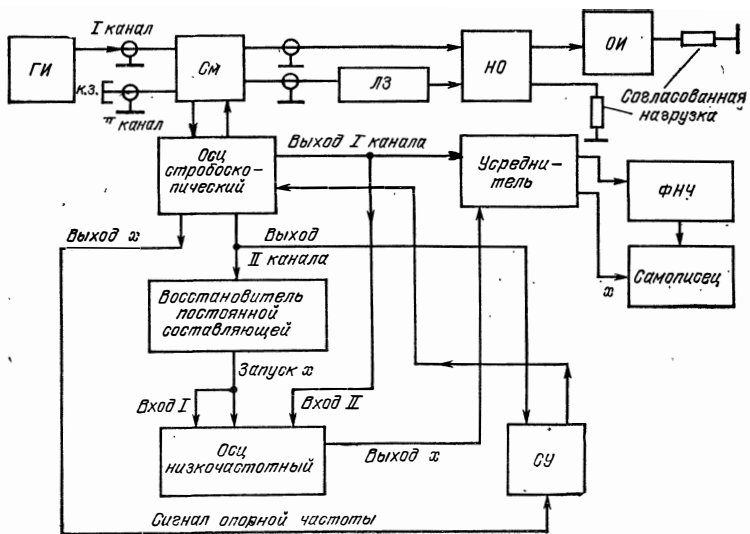


Рис. 6.7. Структурная схема измерения предельно малых емкостных и индуктивных неоднородностей

дуемой неоднородности и от калиброванного образца неоднородности, дает возможность еще более повысить точность и производительность измерений.

Уникального повышения чувствительности, обеспечивающего измерение значений индуктивности менее 1 пГн и емкости порядка 0,5 фФ ($0,5 \cdot 10^{-15}$ Ф), удалось достигнуть в специальной измерительной установке, включающей в себя усреднитель сигналов и синхронизируемый усилитель (рис. 6.7) [59].

Обычный импульсный рефлектометр с фронтом зондирующего перепада длительностью 30 пс и амплитудой 200 мВ обеспечивает обнаружение и измерение индуктивностей порядка 25 пГн или емкостей 0,1 пФ. Уровень внутренних шумов измерительной установки, составляющий единицы милливольт, ограничивает чувствительность метода.

Основные особенности измерительной установки (рис. 6.7) рассмотрены в гл. 5. Здесь отметим дополнительно некоторые функциональные узлы. В измерителе «белый» шум, преобладающий в высокочастотной области полосы пропускания, частично устраняют многократным усреднением отраженных сигналов, в выбранном временном окне, а низкочастотный шум, проявляющийся как дрейф разверт-

ки изображения, уменьшают, применяя синхронизируемый усилитель. Направленный ответвитель (НО) отбирает примерно 8 % мощности зондирующего перепада для создания опорного сигнала. Опорный сигнал задерживается таким образом, что он и отраженный от исследуемой неоднородности (реактивности) сигнал оказываются в одном временном окне. В результате стробоскопического преобразования оба сигнала растягиваются во времени до миллисекундной длительности. Опорный сигнал, который дрейфует синхронно с отраженным, используется для запуска синхронизируемого усилителя (СУ), благодаря чему некогерентный шум при прохождении через усилитель уменьшается.

В результате применения схемы восстановления постоянной составляющей на выходе канала, в котором действует опорный сигнал, устраняется неопределенность положения запуска, которая могла бы возникнуть из-за дрейфа выходного напряжения (вертикального отклонения). Применение указанных мер позволило уменьшить нестабильность по дрейфу до ~ 20 фс и повысить чувствительность до ~ 5 мкВ.

При такой чувствительности и стабильности главным препятствием повышения точности измерений становятся фоновые отражения, т. е. сигналы, обусловленные многочисленными переотражениями от внутренних неоднородностей тракта, в который включен исследуемый элемент реактивности. Борьба с фоновыми отражениями может вестись двумя путями:

использованием дополнительных отрезков линий, включаемых в тракт между головкой стробоскопического преобразователя и отражающими объектами, с целью взаимной компенсации падающих и отраженных волн;

наложением и суммированием двух рефлектограмм, одна из которых содержит отражение от измеряемого объекта, а другая — нет (фоновые сигналы при этом вычитаются).

Чувствительность такой системы примерно в 200 раз выше обычной и может обеспечивать обнаружение (при отношении сигнал-шум, равном 1) емкостных неоднородностей порядка $\Delta C \sim 40$ аФ ($40 \cdot 10^{-18}$ Ф) или индуктивного характера $\Delta L \sim 100$ фГн.

Еще большего повышения чувствительности можно достичь, применив вместо усреднителя сигналов второй синхронизируемый усилитель. Смысл заключается в использовании оптимального временного окна, которое по длительности должно составлять примерно $1,5 \tau_n$, где τ_n — по-

стоянная времени нарастания измерительной системы (в эффективном масштабе времени). Тогда амплитуда выходного сигнала стробоскопического осциллографа (аналоговый выход) будет пропорциональна постоянной времени отражающей неоднородности. Обнаружение этого сигнала методом синхронного усиления позволит добиться очень высокой чувствительности, адекватной стабильности временного окна.

Применение этого метода по оценке, данной в [59], позволяет обнаруживать емкостные неоднородности порядка $\Delta C \simeq 5 \cdot 10^{-18}$ Ф, а индуктивные $\Delta L \simeq 30$ фГн. Требуемое время усреднения может составить от нескольких единиц до нескольких десятков минут. Эксперименты подтвердили возможность измерения индуктивных неоднородностей менее 1 пГн и емкостных менее 0,5 фФ.

Применение вычислительных методов обработки импульсных рефлектограмм является еще одним очень важным направлением борьбы с фоновыми помехами, обеспечивающим повышение чувствительности и точности измерений.

Часто рефлектограмма реальной системы кроме интересующей нас кратковременной реакции на зондирующий сигнал содержит длинный «хвост» отражений и переотражений, затрудняющий интерпретацию картины и вуалирующий отражения от других объектов, расположенных в «тени» от первого. Разделить эти отражения на две компоненты — быструю и медленную — и тем самым отделить исходный сигнал от фона поможет гомоморфное преобразование [144].

Сущность метода преобразования заключается в следующем (рис. 6.8). Наблюдаемый на экране импульсного рефлектометра сигнал, представляющий совокупность интересующего отраженного сигнала и многочисленных переотражений, определяется выражением, которое может быть записано в виде свертки отражения $x(t)$ и реакции распределенной системы (с учетом переотражений) $h(t)$. Преобразование Фурье и логарифмирование этого выражения (что осуществимо вычислительными средствами в системе) позволяет разделить в частотной области составляющие спектра, относящиеся к «чистому» отражению и попутному потоку. Обратное преобразование Фурье дает разнесенное во времени гипотетическое представление об этой совокупности сигналов. Фильтрация во временной области (методом скользящего временного окна) отделяет составляющие переотражений от полезного сигнала. Последующие процедуры направлены на восстановление сигнала во временной области в истинном масштабе и включают в себя преобразо-

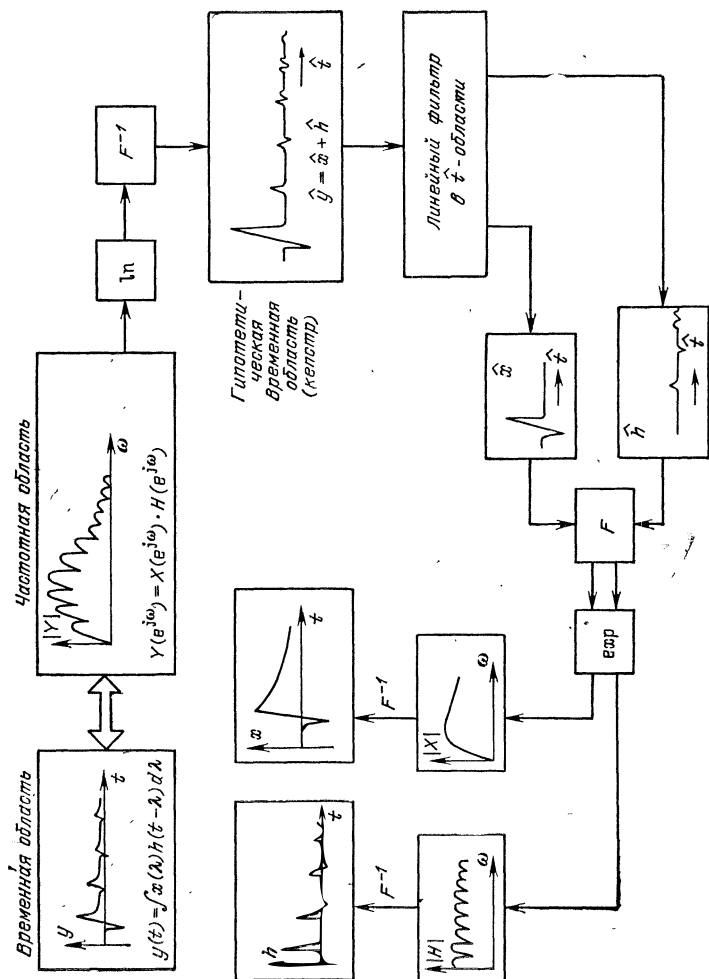


Рис. 6.8. Схема реализации алгоритма гомоморфной фильтрации сигнала

вание Фурье каждой составляющей, потенцирование — на экспоненциальных участках характеристик нелинейных элементов — и обратное спектральное преобразование.

Данный метод разделения компонент был успешно использован при определении частотной зависимости емкостной и активной проводимостей широкополосной согласованной нагрузки по рефлектограмме системы с этой нагрузкой [29]. Отмечалось, что погрешность измерения, которая составляла доли процента, была обусловлена только конечным числом рассматриваемых выборок сигнала, конечным значением временного окна, несовершенством разделения компонент сигнала. Метод может быть реализован в рефлектометрической системе с использованием средств вычислительной техники.

6.2. Исследование активных и пассивных радиоэлектронных устройств

Возможности определения с помощью импульсного метода параметров малых неоднородностей в распределенных трактах как во временной, так и в частотной областях могут быть с успехом реализованы и при специальном включении в тракт исследуемых дискретных активных или пассивных элементов и устройств. Анализ сигналов — отраженных и прошедших через включенное в тракт устройство — позволяет судить о степени согласования его с трактом, о частотной и переходной характеристиках, вносимом им ослаблении, о временном сдвиге или изменении фазы, о параметрах эквивалентной схемы и их зависимости от частоты при условии представления эквивалентной схемы устройства его моделью.

Примерами таких устройств являются $p-i-n$ -диоды в модуляторах и ослабителях СВЧ диапазона; широкополосные смесительные и импульсные диоды, транзисторы и устройства интегральной СВЧ электроники, а также аттенюаторы, ответвители и другие приборы, включаемые в распределенную систему как четырехполюсники или двухполюсники.

Особенностью таких исследований является то, что подключающие устройства (зажимы диодов, контакты, переходы, соединители) при окончательной обработке результатов измерений могут быть исключены из рассмотрения, так как отражения от них разнесены во времени. Кроме того, возможен другой путь. При двукратном измерении в системе — в отсутствие объекта исследования (диода, аттенюатора и

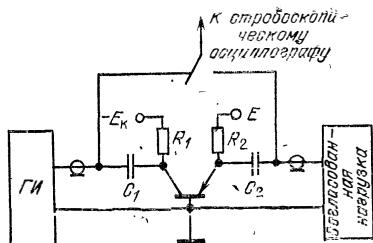


Рис. 6.9. Схема измерения параметров транзисторов

т. п.) и при его включении — в результате вычисления по специальному алгоритму получают истинную картину процесса в объекте и компенсируют погрешность измерения, обусловленную влиянием подключающих устройств. Важным фактором, способствующим повышению точности измерений, является возможность использования метода замещения, когда вместо испытываемого объекта в распределенный тракт включают его калиброванный эквивалент.

Процедура измерения включает в себя определение с помощью вычислительной рефлектометрической установки, использующей преобразование Фурье, матричных параметров исследуемого объекта (S - или T -параметров) и вычисление по ним интересующих параметров объекта.

Например, измерение параметров $p-i-n$ -диода в широкой полосе частот может быть проведено по следующему алгоритму.

1. Наблюдают на экране и заносят в память машины по точкам падающий (зондирующий) и отраженный $u_o(t)$ от места включения в линию исследуемого $p-i-n$ -диода сигналы, и сигнал, прошедший объект, $u_{пр}(t)$.

2. Преобразованием Фурье определяют $U_o(j\omega)$ и $U_{пр}(j\omega)$.

3. Вычисляют отношение и находят матричный параметр $T_{21} = U_{пр}(j\omega) / U_o(j\omega)$. (6.2)

4. Параметры эквивалентной схемы будут определены в результате вычислений по формулам:

$$C(\omega) = -2 \operatorname{Re} T_{21}, \quad G(\omega) = -\frac{2}{\omega} \operatorname{Im} T_{21}. \quad (6.3), (6.4)$$

Импульсный метод измерения параметров транзисторов [27] заключается в анализе необходимого числа временных зависимостей, получаемых при зондировании включенного в линию исследуемого транзистора (рис. 6.9). Эти зависимости в неявном виде содержат все данные, необходимые

для расчета эквивалентных параметров транзистора на любой частоте в полосе пропускания измерительной системы. Методика измерения заключается в определении зондирующего, прошедшего и отраженного сигналов и вычислении по ним S -параметров четырехполюсника, а затем h -параметров транзистора. Указанные измерения, проведенные для транзистора КТ918 в полосе частот 5 ГГц, позволили в течение 2 мин определить все параметры транзистора [29].

Ниже рассмотрен пример определения основных параметров СВЧ четырехполюсников — коэффициента отражения и коэффициента прохождения сигнала (коэффициента рассеяния, коэффициента усиления — в зависимости от сущности исследуемого объекта) — как функций частоты. Схема включения объекта аналогична приведенной на рис. 6.3. (При измерении коэффициента прохождения ОИ и S_m меняются местами.) Коэффициент $S_{21}(j\omega)$ определяют следующим образом:

1. Наблюдают на экране и заносят в память вычислительного устройства массив данных, характеризующих сигнал, прошедший через испытываемый объект, $u_{\text{пр}}(t)$; производят преобразование Фурье $F[u_{\text{пр}}(t)]$.

2. Искключают объект и наблюдают на экране (с занесением в память данных) зондирующий сигнал $u_3(t)$, который также переводят в частотную область $F[u_3(t)]$.

3. Искомый параметр определяют как отношение

$$S_{21}(j\omega) = F[u_{\text{пр}}(t)] / F[u_3(t)]. \quad (6.5)$$

Процедуру определения и некоторые ее особенности поясняют следующие эквивалентные схемы (рис. 6.10) и формулы. Операторное выражение зондирующего сигнала, поступающего на вход объекта,

$$U_3(p) = U_r(p) \frac{W_0}{Z_r(p) + W_0} e^{-pT_1},$$

где T_1 — электрическая длина отрезка кабеля.

Операторное выражение наблюдаемого на экране сигнала при отсутствии объекта

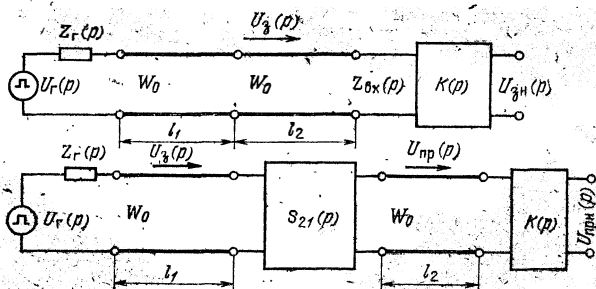


Рис. 6.10. Эквивалентные схемы системы при измерении параметра S_{21}

$$U_{\text{зн}}(p) = U_3(p) e^{-pT_2} \gamma(p) K(p),$$

где $\gamma(p) = 2Z_{\text{вх}}(p)/[W + Z_{\text{вх}}(p)]$ — коэффициент передачи входной цепи измерителя; T_2 — задержка в кабеле l_2 ; $K(p)$ — передаточная функция измерителя.

Эти соотношения справедливы только до момента прихода первого отраженного сигнала, поэтому важно с помощью отрезков кабелей l_1 и l_2 выбрать нужное временное окно.

При наличии объекта

$$U_{\text{пр}}(p) = U_3(p) S_{21}(p)$$

и

$$U_{\text{пр н}}(p) = U_{\text{пр}}(p) e^{-pT_2} \gamma(p) K(p).$$

Таким образом,

$$S_{21}(p) = U_{\text{пр}}(p)/U_3(p) = U_{\text{пр н}}(p)/U_{\text{зн}}(p), \quad (6.6)$$

что соответствует выражению (6.5).

Из анализа следует, что при такой процедуре измерения исключается влияние выходного сопротивления генератора-источника сигнала, рассогласования измерителя с распределенной системой и влияние самого измерителя [в конечное выражение не входят Z_{Γ} , $Z_{\text{вх}}$ и $K(p)$]. Это свидетельствует о возможности измерений с высокой точностью благодаря используемому здесь методу исключения.

Следует, однако, иметь в виду, что отсутствие в этом выражении информации о форме и параметрах зондирующего импульса и характеристиках измерителя не означает произвольности их выбора при создании измерительной системы. Как отмечалось в гл. 1, такие измерения эффективны лишь в полосе частот, в которой спектральные амплитуды зондирующего и прошедшего сигналов значительно превышают уровень собственных шумов объекта и измерителя. С учетом этого условия и выбираются форма (крутизна нараста-

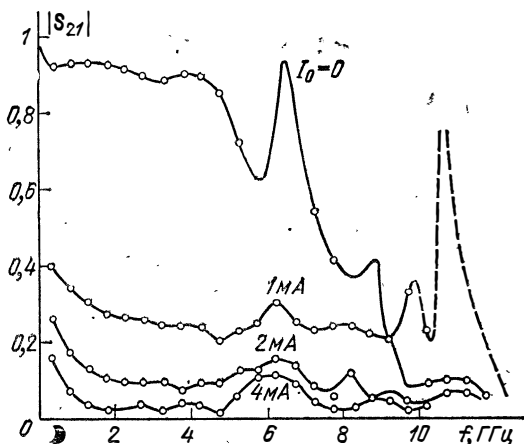


Рис. 6.11. Результаты измерения модуля параметра S_{21} $p-i-n$ -аттенюатора при разных токах управления I_0

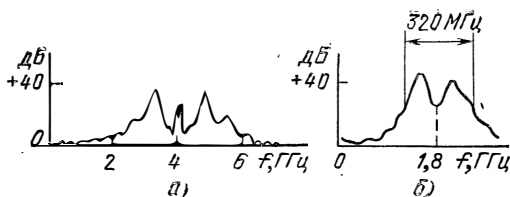


Рис. 6.12. Результаты исследования амплитудно-частотных характеристик:

а — параметрического усилителя СВЧ; б — фильтра промежуточной частоты

ния или длительность) зондирующего сигнала и полоса пропускания измерителя. Для исследований в полосе частот до 10 ГГц, например, необходимы источник перепада напряжения с длительностью менее 50 пс и стробоскопический осциллограф с соответствующей полосой пропускания. Аналогичные операции производятся при определении коэффициента отражения

$$S_{11}(j\omega) = F[u_{0н}(t)]/F[u_{3н}(t)]. \quad (6.7)$$

Результаты определения коэффициента S_{21} широкополосного $p-i-n$ -аттенюатора и логарифмического коэффициента передачи транзисторного усилителя и полосового фильтра приведены соответственно на рис. 6.11 и 6.12 [56].

Одним из наиболее распространенных видов измерений на СВЧ является прецизионное измерение ослабления N и определение частотной зависимости ослабления измеряемого устройства в широкой полосе частот:

$$N = -10 \lg |S_{21}|^2. \quad (6.8)$$

Оно реализуется с помощью вычислительной (на базе ЭВМ или микропроцессорного устройства) импульсной рефлектометрической системы с зондирующим сигналом в виде перепада напряжения или кратковременного импульса (см., например, [130, 138, 139, 142]). Диапазон измеряемых ослаблений может составить 60 дБ в полосе частот 0,1 ... 12—18 ГГц. Для повышения точности измерений часто используется метод замещения. Схема включения измеряемого и калиброванного аттенюаторов аналогична приведенной на рис. 6.3. Аттенюаторы включены последовательно и помещены перед смесителем. При измерении увеличение ослабления одного аттенюатора компенсировалось дозированным уменьшением другого, последовательно включенного. Тем самым достигается высокая точность абсолютных измерений; погрешность измерения ослабления в рассматриваемом случае $\pm 0,1$ дБ.

Таблица 6.1

Классификация погрешностей	Причина	Оценка значения
Случайные	Шумы, нестабильность	$< 0,13$ дБ
Систематические	Погрешность заменяющего аттенюатора	$< 0,05$ дБ
	Рассогласование	0,01 дБ
	Несинхронность	0,02 дБ
	Частотные искажения	0,05%
Погрешности, вызванные время-частотным преобразованием	Конечность интервала стробирования	0,025 дБ
	«Усечение» спектра	0,02 дБ
Погрешности из-за пере-соединений	Изменение условий контак-та	0,02 дБ

Основные составляющие погрешности измерения ослабления [142]:

случайные погрешности, обусловленные шумами усилителей, преобразователя, нестабильностью развертки осциллографа, шумами квантования сигнала на выходе осциллографа (для уменьшения этой составляющей широко используется метод усреднения данных);

погрешность эталонного (заменяющего) аттенюатора;

погрешность, обусловленная рассогласованием аттенюатора с подводимыми линиями;

погрешность из-за нелинейности отклонения развертки (неравномерность интервалов стробирования сигнала);

погрешность, обусловленная частотными искажениями (неточность измерения временного окна);

погрешность, обусловленная конечностью времени выборки сигнала;

погрешность, вызванная «усечением» спектра при дискретном преобразовании Фурье;

погрешности, вызванные изменением условий контакта при механическом соединении узлов в разъемах.

Оценки этих составляющих даны в табл. 6.1.

Применение рассматриваемого метода и соответствующей аппаратуры весьма эффективно при измерении малых ослаблений (десятые доли децибелла) и внутренних потерь в элементах тракта широкополосных сигналов, например, в переключателях, работающих в мегагерцовом диапазоне. Достигнутая здесь точность измерений 0,001 дБ, значение потерь оценивается в 0,1 дБ [62].

Широкая область применений пикосекундных импульсов охватывает исследование и испытания широкополосных параметрических усилителей и линейных интегральных микросхем. Результатами исследования являются импульсная переходная и частотные характеристики. Определение импульсной и переходной характеристик широкополосных усилителей относится к тривиальным задачам измерительной техники и требует, согласно действующим стандартам на методы их измерения, применения испытательных сигналов с соответствующими параметрами. Например, для определения переходной характеристики усилителя с номинальной полосой пропускания 0 — 500 МГц требуется сигнал в виде перепада напряжения практически без выброса (выброс на фронте не должен превышать 1—2 %) с длительностью фронта, составляющей не более 1/4 от номинального значения времени нарастания переходной характеристики усилителя, т. е. в рассматриваемом случае не более 0,175 нс.

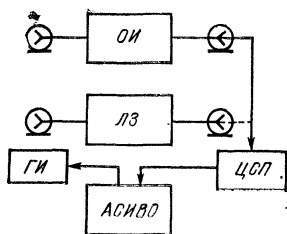
Аналогичные требования предъявляются к длительности испытательного импульса при определении импульсной переходной характеристики устройства.

Для определения амплитудно- и фазочастотных характеристик с помощью измерительно-вычислительной системы, аналогичной описанным выше, включающей в свой состав источник испытательного сигнала и вычислительный стробоскопический осциллограф, необходимо, произведя дискретное преобразование Фурье, вычислить комплексные спектры исходного (испытательного) сигнала $U_{вх}(j\omega)$ и реакции устройства на этот сигнал $U_{вых}(j\omega)$, отношение которых дает искомую характеристику:

$$K(j\omega) = U_{вых}(j\omega) / U_{вх}(j\omega). \quad (6.9)$$

При практическом осуществлении этого алгоритма, как пояснено в гл. 2, требуются операции усреднения данных и регуляризации, обеспечивающие достоверное и достаточно точное определение характеристик [29, 56, 140]. Динамический диапазон измеряемых амплитудно-частотных характеристик достигает 60 дБ, частотный диапазон прости-

Рис. 6.13. Схема системы для проведения эксперимента



рается от единиц мегагерц (определяется длительностью временного окна) до нескольких гигагерц.

Кроме рассмотренных задач определения частотных харак-

теристик объекта на основе выражений (6.5) и (6.9) представляют интерес определение параметров математической модели исследуемого объекта и измерение его частотной характеристики. Вопросы составления математической модели исследуемого устройства и идентификация параметров модели по измеренным во временной области воздействию и отклику объекта рассмотрены в гл. 2.

Математическая модель объекта позволяет оценить его устойчивость, динамические свойства, найти передаточную функцию, частотные и временные характеристики, предсказать его поведение при любых входных сигналах.

В качестве примера рассмотрим определение параметров и измерение частотной характеристики широкополосного усилителя [70]. В эксперименте использовалась система, изображенная на рис. 6.13. В качестве генератора зондирующего сигнала (ГИ) применен генератор, длительность импульсов которого составляла около 70 пс на уровне 0,5. Пиковое значение импульса выбиралось таким, чтобы усилитель работал в линейном режиме. Выходной сигнал уси-

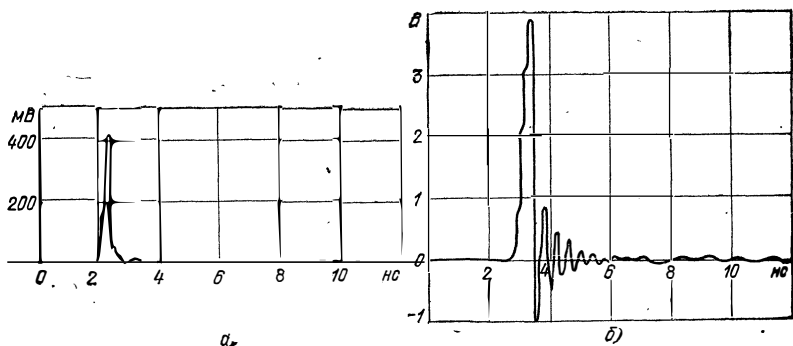


Рис. 6.14. Зондирующий сигнал (а), отклик транзисторного СВЧ усилителя (б)

Таблица 6.2

i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
a_i	1,000	-0,155	0,020	0,634	-0,359	0,262	0,680	0,025	0,287	0,052
b_i	1,683	1,547	0,958	0,312	0,562	1,225	1,711	1,460	0,761	0,306

лителя поступал на цифровой стробоскопический преобразователь (ЦСП) и с него в память ЭВМ, входящую в состав автоматизированной системы измерений во временной области (АСИВО). Поскольку стробоскопический преобразователь приближенно реализует операцию усреднения на интервале стробирования, то последовательность чисел, записанная в память ЭВМ, полагалась равной коэффициентам разложения сигнала по мультипликативно-ортогональному базису, изображенному на рис. 2.15. Для регистрации зондирующего сигнала вместо исследуемого усилителя включался воздушный коаксиальный отрезок линии, длина которого соответствовала длине тракта усилителя. Выход ГИ подключался ко входу усилителя (ОИ) или ЛЗ.

Графики зондирующего сигнала и отклика усилителя, наблюдаемые на дисплее измерительной системы АСИВО (см. гл. 5), приведены на рис. 6.14. Записанные в память ЭВМ массивы чисел, соответствующие этим графикам, обрабатывались по алгоритму, построенному на основании результатов, приведенных в § 2.4 [формулы (2.38), (2.46), (2.47), (2.52) — (2.54)].

В качестве модели усилителя принималось дифференциальное уравнение (2.37). Как отмечалось в гл. 2, использование других моделей (например, моделей в виде цепей, содержащих сосредоточенные элементы) нецелесообразно, так как эквивалентные схемы сложных СВЧ устройств обычно априорно известны. Переход от дифференциальных уравнений к эквивалентным схемам для сложных устройств возможен, но затруднен ввиду неоднозначности решения задачи синтеза схемы по дифференциальному уравнению или операторному коэффициенту передачи (2.38).

При идентификации модели (2.37) возникает задача выбора порядка дифференциального уравнения (n). Из-за отсутствия подходящих алгоритмов определения порядка дифференциального уравнения значение n находится на основании априорных сведений и путем перебора предполагаемых значений n . При переборе n можно увеличивать от минимального значения и останавливаться на том значении, начиная с которого дальнейшее его увеличение не вызывает существенных изменений измеряемых характеристик. Минимальное

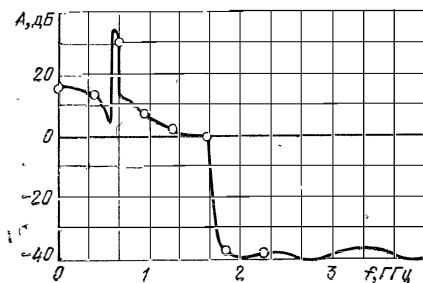


Рис. 6.15. Амплитудно-частотная характеристика транзисторного СВЧ усилителя

значение n не может быть меньше числа реактивностей в эквивалентной схеме усилителя, которое иногда известно априорно, а влияние неизвестных реактивных параметров схемы учитывается при увеличении n .

В качестве модели исследуемого усилителя принималось дифференциальное уравнение (2.37) девятого порядка. Матрица перехода от разностной модели к модели в виде дифференциального уравнения, подсчитанная на основании выражений (2.46), (2.47), имеет в данном случае вид

$$\begin{bmatrix} 1 & 9 & 36 & 84 & 126 & 126 & 84 & 36 & 9 & 1 \\ 1 & 7 & 20 & 28 & 14 & -14 & -28 & -20 & -7 & -1 \\ 1 & 5 & 8 & 0 & -14 & -14 & 0 & 8 & 5 & 1 \\ 1 & 3 & 0 & -8 & -6 & 6 & 8 & 0 & -3 & -1 \\ 1 & 1 & -4 & -4 & 6 & 6 & -4 & -4 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & -4 & 4 & +6 & -6 & -4 & 4 & 1 & -1 \\ 1 & -3 & 0 & 8 & -6 & -6 & 8 & 0 & -3 & 1 \\ 1 & -5 & 8 & 0 & -14 & 14 & 0 & -8 & 5 & -1 \\ 1 & -7 & 20 & -28 & 14 & 14 & -28 & 20 & -7 & 1 \\ 1 & -9 & 36 & -84 & 126 & -126 & 84 & -36 & 9 & -1 \end{bmatrix}.$$

Коэффициенты a_i и b_i , подсчитанные по формулам (2.44), (2.48), приведены в табл. 6.2. Для получения амплитудно-частотной характеристики усилителя вычислялся модуль выражения (2.38) при $p = j\omega$ с учетом приведенных в таблице коэффициентов. График амплитудно-частотной характеристики представлен рис. 6.15, где точками отмечены значения, полученные с помощью измерения частотным методом. Различие в результатах измерений не превышает 2,5%.

Заметим, что выражение (2.38) позволяет получить фазочастотную характеристику, измерение которой частотными методами является сложной технической задачей. Из графика, приведенного на рис. 6.15, видно преимущество данного способа измерения, основанного на преобразовании Фурье: точность получаемых данных не уменьшается с ростом частоты, что обусловлено адекватностью используемой модели для исследуемого устройства.

6.3. Определение электрофизических свойств различных материалов и веществ

6.3.1. Исследование диэлектрических и магнитных свойств материалов

Одно из важных направлений применения импульсного метода — исследование диэлектрических и магнитных свойств различных материалов и веществ. Применение этого метода стимулируется высокой оперативностью измерений в широкой полосе частот (от единиц мегагерц до десятков гигагерц за несколько минут), возможностью получения информации о динамике процессов в материале, а также возможностью исследования образцов материала в труднодоступных местах расположения или в агрессивных средах.

Порядок проведения исследования аналогичен рассмотренному выше при определении параметров четырехполюсников СВЧ диапазона S_{11} и S_{21} . Применение обработки результатов измерений по специальному алгоритму обеспечивает вычисление диэлектрической или магнитной проницаемости или активной проводимости объекта.

Структурные схемы измерений аналогичны приведенным на рис. 6.3. Стробоскопический осциллограф сопряжен с вычислительными средствами или применяется специальный вычислительный осциллограф. Образец материала или вещества помещается в контейнер, представляющий собой вместе с образцом элемент распределенного тракта (рис. 6.16), где он подвергается воздействию измерительных (зондирующих) импульсов. Различают «короткий» и «длинный» образцы, в зависимости от соотношения геометрических размеров образца (его длины вдоль линии сигнала) и размеров пространства, занимаемого импульсом излучения, соответствующих его длительности. Реакция объекта на зондирующий перепад для этих двух случаев показана на рис. 6.17.

Контейнер может размещаться на конце распределенного тракта (рис. 6.16, б) или в его середине (рис. 6.16, а) (в зависимости от этого будут разные алгоритмы обработки сигнала, полученного при измерении). Выбор конструкции контейнера, места его включения и режима измерений определяется конкретными задачами исследования, видом и состоянием материала, условиями окружающей среды и т. п. Выражения для определения комплексных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей приведены в гл. 2. Таким образом, комплексные значения магнитной и диэлектрической проницаемостей получаются в результате измерений коэффициентов отражения S_{11} и прохождения S_{21} .

Как отмечалось в гл. 2, для исследования диэлектриков в широкой полосе частот может быть использован держатель образца кон-

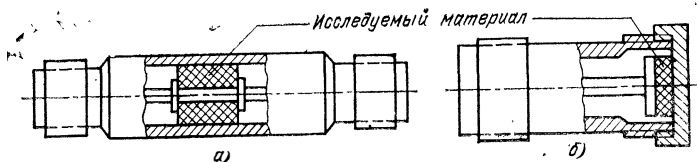


Рис. 6.16. Конструкции коаксиальных контейнеров образцов материала:

а — проходного типа, б — концевой типа

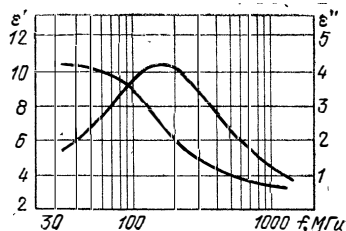
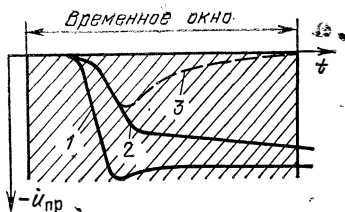


Рис. 6.17. Осциллограмма сигналов при исследовании образцов материалов:

1 — отраженного от короткозамыкающего устройства (без материала образца); 2 — прошедшего «длинный» образец; 3 — прошедшего «короткий» образец (сигналы 2 и 3 инвертированы для удобства сопоставления)

Рис. 6.18. Частотная зависимость диэлектрических характеристик гептанола при температуре 25°C

цевого типа (рис. 6.16, б) [152]. Конструктивная емкость конденсатора, образованного торцевыми поверхностями коаксиальных проводников C_0 , при включении диэлектрического образца увеличивается и становится равной $C = \varepsilon(j\omega) C_0$. Величина $\varepsilon(j\omega)$ определяется выражением (2.62). Если представить коэффициент отражения в виде $\Gamma(j\omega) = |\Gamma(j\omega)| e^{-j\theta}$, то получим

$$\varepsilon' = \frac{2 |\Gamma(j\omega)| \sin \theta}{\omega C_0 W [1 + 2 |\Gamma(j\omega)| \cos \theta + |\Gamma(j\omega)|^2]}$$

$$\varepsilon'' = \frac{1 - |\Gamma(j\omega)|^2}{\omega C_0 W [1 + 2 |\Gamma(j\omega)| \cos \theta + |\Gamma(j\omega)|^2]}$$

Типичные зависимости $\varepsilon(\omega)$ показаны на рис. 6.18 [154].

Таким образом, анализ отраженного и прошедшего сигналов во временной и частотной областях позволяет определить искомые характеристики материала образца. Наиболее важные применения указанного метода относятся к следующим областям: контроль диэлектрической и магнитной проницаемостей изоляционных и магнитных материалов в радиотехнической и электротехнической промышленности; контроль технологических процессов в промышленности; исследование электроизоляционных и магнитных свойств новых материалов и веществ; изучение диэлектрических свойств сельскохозяйственных продуктов (зерна пшеницы, риса и др.) с целью их эффективной обработки СВЧ излучением; борьба с сельскохозяйственными вредителями; измерение влажности грунта, сыпучих и гранулированных материалов; исследования в биологии и медицине.

Ниже приведены примеры использования этого метода в указанных областях.

6.3.2. Контроль технологических процессов

Проведены измерения и впервые получены спектры комплексной диэлектрической проницаемости полимеров на основе эпоксидных смол в процессе их полимеризации. Исследования показали, что в периоды расплава, полимеризации, отвердевания в спектре диэлек-

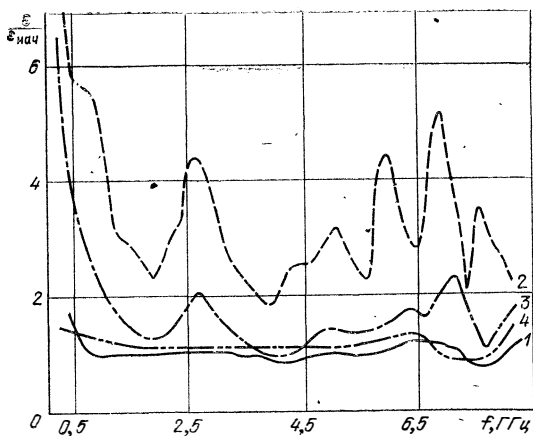


Рис. 6.19. Динамические спектры битума при различных стадиях реакции полимеризации:

1 — первая реализация при $T=100^\circ\text{C}$; 2 — при переходе в жидкую фазу; 3 — спектр через 28 мин., 4 — спектр по окончании процесса

трической проницаемости происходят существенные изменения (см. рис. 6.19 [29, 60]). Таким образом можно контролировать ход реакции полимеризации.

При использовании контейнера (кюветы) специальной конструкции возможно исследование жидких веществ указанным способом. Исследовались электролиты NaOH , NaCl , NiCl_2 , CuSO_4 . При сильной концентрации электролита обнаружены свойства идеального частотно-независимого отражателя в полосе частот 0,1–10 ГГц (при длительностях зондирующего сигнала 10^{-8} – 10^{-10} с). При концентрациях раствора 10^{-7} – 10^{-1} г/мл амплитуда отраженного сигнала прямо пропорциональна концентрации раствора. Указанные свойства используются при контроле в ряде технологических процессов (травление, нанесение покрытий и т. д.), а также при анализе многокомпонентных растворов. Поскольку коэффициент пропорциональности для каждого вещества различен, разбавлением неизвестного многокомпонентного раствора удастся идентифицировать его состав. Таким способом, например, можно обнаружить наличие в нефтепродуктах 1% воды. Поскольку в основе метода лежит измерение не электропроводности, а мгновенной поляризуемости, свойства растворителя здесь не играют роли; перспективно измерение концентраций металлоорганических соединений в растворах.

Другим возможным примером использования импульсного метода в промышленности является определение свойств горючих сланцев, подвергающихся термическому воздействию [155]. Дело в том, что при разработке оптимальных процессов извлечения жидких и газообразных топлив из горючих сланцев необходимо знать, каким образом при разложении керогена образуются битумы, а затем при различных условиях обработки формируются масла и газы. Для материалов, подвергающихся термическому распаду, важно распола-

гать характеристиками зависимости от температуры, получаемыми термоаналитическими методами, такими, как термоанализ и термogravиметрия. Данные измерения стали неотъемлемой частью термофизического описания, так как эти свойства чрезвычайно чувствительны к изменениям вещества при нагреве. Однако при частотном методе измерения процесс длился бы слишком много времени. Поэтому возможности измерений быстропротекающих процессов или внезапных химических превращений в ходе нагрева горючих сланцев очень ограничены. Метод измерений во временной области с последующей обработкой информации с целью получения частотных зависимостей требует значительно меньшего времени измерений (практически единицы миллисекунд). Держатель образца в проведенных экспериментах [155] представлял собой нагрузку типа отрезка коаксиальной линии (конструкция аналогична представленной на рис. 6.16, а). Диэлектрическая проницаемость сланцев измерялась в диапазоне частот от 0,1 до 2 ГГц. Ранее таких данных в литературе не имелось.

Таким образом, измерения во временной области создают основу быстросействующей и высокочувствительной экспериментальной методики, обеспечивающей контроль материала в ходе реакций при изменяющихся условиях, а также возможность все более глубокого проникновения в суть механизма реакций. Это имеет огромное значение для разработки оптимальной технологии перегонки горючих сланцев, особенно при их быстром нагреве (например, ВЧ способом).

6.3.3. Применение импульсного метода в биологии и медицине

В [157] приведены результаты экспериментального исследования частотной зависимости диэлектрических характеристик продуктов сельскохозяйственного производства и используемых в биологии веществ. Сравнение результатов, полученных импульсными методами, с опубликованными в литературе данными показывает хорошее их совпадение. Сравнивались также методы измерения на «коротких» и «длинных» образцах. Эксперименты показывают, что исследования материала при «длинном» образце на частотах 30—200 МГц обеспечивают лучший результат для ϵ'' . Для «короткого» образца длина его d должна быть ограничена $\sim \lambda/4$, чтобы

$$d < c/4f_{\max} \sqrt{\epsilon'}$$

где f_{\max} — наивысшая частота, на которой мы еще хотим получить требуемый результат. Длина образца выбиралась экспериментально так, чтобы обеспечить наиболее широкий частотный диапазон. С этой точки зрения двухсантиметровый образец был наиболее подходящим. Диапазон частот, в котором можно проводить испытания, зависит от времени релаксации материала и его проницаемости ϵ'' , так как $\tau = 1/\omega_0$, где ω_0 — частота, при которой $d\epsilon''/d\omega = 0$.

Измерения проводились также с зёрнами пшеницы, семенами подсолнечника и зёрнами риса. Эта измерения продемонстрировали полезность изучения диэлектрических свойств сельскохозяйственных материалов в широком частотном диапазоне (до нескольких сотен мегагерц), что очень важно с точки зрения определения оптимального частотного диапазона для селективного нагрева как меры борьбы с сельскохозяйственными вредителями, для радиочастотной об-

работки твердых семян с целью повышения их всхожести, для определения влажности зерна и других целей.

Содержание влаги в различных образцах материала можно определить и без сложной математической обработки результата рефлектометрического исследования. Достаточно найти отношение волновых сопротивлений линии (распределенной системы) при наличии и отсутствии исследуемого диэлектрика между ее проводниками [158]. Отношение волновых сопротивлений

$$\frac{W_{\text{нагр}}}{W_{\text{не нагр}}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{u_{\text{пад}} - u_0}{u_{\text{пад}} + u_0}$$

позволяет определить ϵ .

Другой способ основан на измерении времени распространения сигнала в материале $t_3 = 2l\sqrt{\epsilon}/c$ с помощью импульсного рефлектометра с достаточно высоким временным разрешением.

В [156] описаны результаты исследования диэлектрической проницаемости органических соединений $C_8H_{17}OH$ (алкилового спирта) при разных температурах окружающей среды. Анализ кривых позволяет определить время релаксации вещества и зависимость его от температуры, а также влияние частоты на процессы поляризации диэлектрика и тем самым решить важные задачи в области биохимических исследований. Применение рефлектометрического метода для исследования комплексной диэлектрической проницаемости биологических жидкостей людей в диапазоне частот 100 МГц-2 ГГц облегчает диагностирование ряда заболеваний. Изучение сыворотки здоровых и больных людей, суспензий эритроцитов и лейкоцитов позволяет создать модели частотной зависимости этих биологических объектов, которые могут быть использованы в диагностической практике.

6.4. Исследование антенных систем

В последние годы прогресс в области пикосекундной импульсной техники и быстродействующих ЭВМ открыл широкие перспективы применения импульсов пикосекундной длительности для исследования антенных систем, а также для изучения процессов рассеяния и излучения электромагнитных волн проводниками в свободном пространстве.

Сущность процесса измерений поясняет рис. 6.20. Импульсный сигнал (видеоимпульсы пикосекундной длительности) подводится к передающей антенне и в виде импульсов электромагнитной энергии излучается в пространство. Приемный зонд принимает это излучение. После преобразования принятого сигнала стробоскопическим осциллографом и обработки его вычислительным устройством получают частотный спектр, характеризующий свойства передающей и приемной антенн и канала связи. Поворачивая передающую антенну в плоскости излучения и измеряя сигнал при

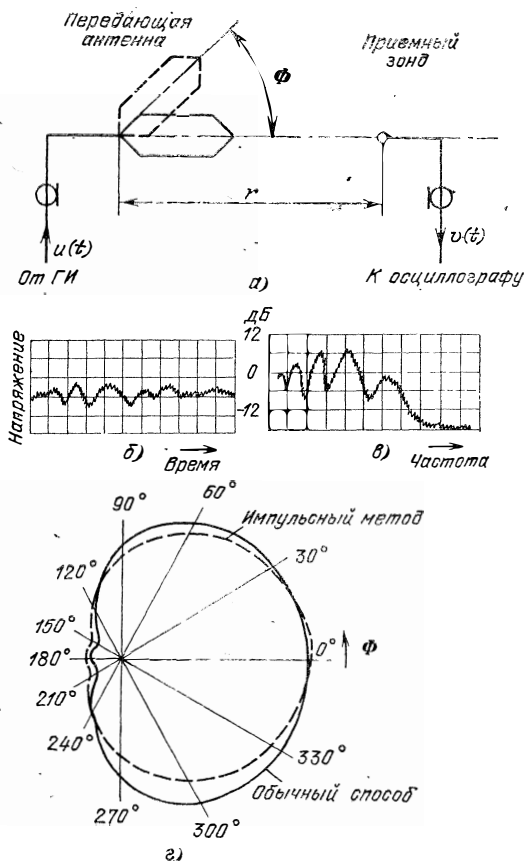


Рис. 6.20. Схема и результаты исследования антенных систем:
 а — схема исследования; б — сигнал на выходе приемной антенны (масштаб 1 нс/дел); в — АЧХ канала связи (масштаб 260 МГц/дел); г — диаграмма направленности на частоте 1,5 ГГц

каждом ее положении, определяют диаграмму направленности антенны.

Действительно, используя спектры зондирующего сигнала $u_z(t)$ на входе передающей антенны и сигнала прямого прохождения $u_{пр}(t)$ на приемном зонде системы передачи, с помощью соответствующих преобразований получим [160]

$$\frac{U_{пр}(\omega, \Phi)}{U_{з}(\omega, \Phi)} = H(\omega, \Phi) \frac{e^{-jkr}}{r},$$

где Φ — азимутальный угол поворота антенны; r — расстояние между антеннами; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны излучаемого колебания; $U_{\text{пр}}(\omega) = F[u_{\text{пр}}(t)]$; $U_3(\omega) = F[u_3(t)]$, $H(\omega, \Phi)$ — трансформирующая функция передачи системы. С учетом нормирующего множителя $G(\omega)$ диаграмма направленности антенны

$$P(\omega, \Phi) = G(\omega) H(\omega, \Phi).$$

При измерениях длительность излучаемого импульса должна быть меньше времени распространения его между антеннами, а окружающие предметы, способные вызвать побочные отражения, должны отстоять от антенн на расстояния, обеспечивающие временную селекцию полезного сигнала.

Спектр импульса излучения должен перекрывать диапазон частот измерения. При этом спектральная мощность принятого сигнала должна превышать уровень собственных шумов и помех стробоскопического осциллографа и приемной антенны.

Преимуществами указанного способа измерения являются:

- возможность быстрого измерения серии диаграмм направленности в широком диапазоне частот (практически от десятков мегагерц до 10—18 ГГц), так как не требуется перестройка частоты передающей системы;

- отсутствие необходимости в комплекте источников сигналов с широким диапазоном изменения частоты колебаний, требующимся для проведения измерений, так как спектр излучаемых сигналов перекрывает этот диапазон;

- высокая помехоустойчивость;

- отсутствие необходимости использования безэховых камер в силу возможности выделения интересующего импульсного сигнала, принятого антенной, в заданном временном окне;

- возможность исключения влияния фидера при рассмотрении процессов излучения антенной, разделения искажений, вносимых фидером и антенной;

- ясная и наглядная физическая интерпретация процессов излучения и рассеяния электромагнитных волн.

Структурная схема установки для проведения измерений включает в себя задающий генератор, синхронизирующий работу передающего и приемного устройств, генератор пикосекундных импульсов, работающий на передающую антенну, и стробоскопический осциллограф, сопряженный с ЭВМ (или с микропроцессорным устройством), подключенный к приемной антенне. Вычислительное устройство осу-

ществляет накопление и усреднение сигнала и его дискретное преобразование Фурье.

На рис. 6.20, б, в [156] приведены осциллограмма импульсного сигнала, принятого антенной, и результат его преобразования в частотную область. Конечная продолжительность сигнала позволяет выделить его во временном окне длительностью $\sim 4,5$ нс (побочные отражения на осциллограмме отсутствуют). Амплитудно-частотная характеристика канала связи простирается до частот порядка 2 ГГц, неравномерность характеристики ± 6 дБ.

На рис. 6.20, г приведена диаграмма направленности антенны специальной конструкции [160]. Излучаемый сигнал представляет собой видеоимпульсы длительностью 600 пс, генерируемые лавинным транзистором. Анализатор сигнала на приемном конце канала связи настроен на частоту 1,5 ГГц. Проведенные эксперименты позволили выявить влияние элементов конструкции антенны на ее характеристики.

Пример физической интерпретации временных измерений приведен в [33], где импульсным методом исследовались характеристики передающих и приемных антенн. На рис. 6.21 приведены диаграммы, поясняющие процесс растекания заряда по проводам симметричного вибратора, и импульсная характеристика системы. Импульс 1 (рис. 6.21, в)

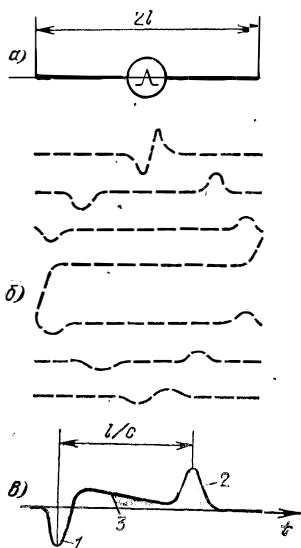
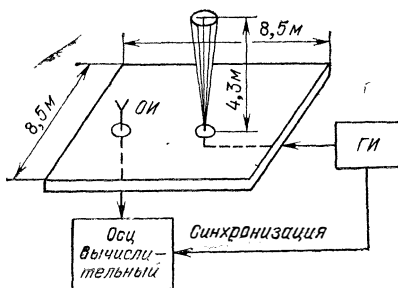


Рис. 6.21. Исследование вибратора во временной области:

а — схема питания вибратора; б — пространственное распределение заряда в различных фазах при возбуждении вибратора импульсом; в — временная диаграмма

Рис. 6.22. Функциональная схема стенда для исследования переходных процессов в антенных системах и процессов излучения импульсов



излученного сигнала обусловлен ускорением зарядов антенны при подаче на нее воздействующего импульса, импульс 2 обусловлен излучением поля при торможении зарядов, когда волна достигла границы диполя, интервал между этими импульсами 3 объясняется распылением импульса при распространении вдоль проводников.

Испытательный стенд для исследования переходных процессов в антеннах [33] (рис. 6.22) включает в себя заземленную плоскость размером $8,5 \times 8,5$ м, передающую и приемную антенны. Установка с заземленной плоскостью обладает тем достоинством, что кабели измерительных устройств легко вводить из-под заземленной плоскости и они не мешают производить измерения (при измерениях в свободном пространстве измеряемый сигнал может быть искажен за счет влияния кабелей).

Ширина временного окна, в котором могут производиться измерения, определяющая нижнюю граничную частоту измерительной установки, задается моментом первого появления в точке измерения отражений от стен и потолка. В рассматриваемой системе оно составляет 20—25 нс, хотя при некоторых измерениях полезные результаты можно достичь на временных интервалах до 200 нс. На погрешность измерений влияют такие факторы, как отношение размера объекта к длине волны (на наивысшей частоте спектра), отношение сигнал-шум на входе осциллографа, временная и амплитудная стабильность импульсного генератора, чувствительность датчика и др.

Результаты некоторых измерений отражены на рис. 6.23 [33]. Графики на рис. 6.23, б получены путем быстрого преобразования Фурье данных измерения во временной области отражения от конца кабеля, нагруженного у заземляющей плоскости, при подсоединенном несимметричном вибраторе. Вибратор — тонкий вертикальный провод, подсоединяемый к центральному проводнику кабеля, по которому поступает возбуждающий импульс. Определялись активное и реактивное входные сопротивления вибратора.

На рис. 6.23, в приведена переходная характеристика несимметричного вибратора с V-образной нагрузкой. Модель вычислений ее учитывала передающую антенну (в данном случае провод длиной ~ 4 м), напряжение возбуждения которой в численном виде получалось в результате измерения входного напряжения антенны. Совпадение расчетных и экспериментальных данных, по мнению авторов статьи [33], можно считать хорошим. Рис. 6.23, г иллюстрирует

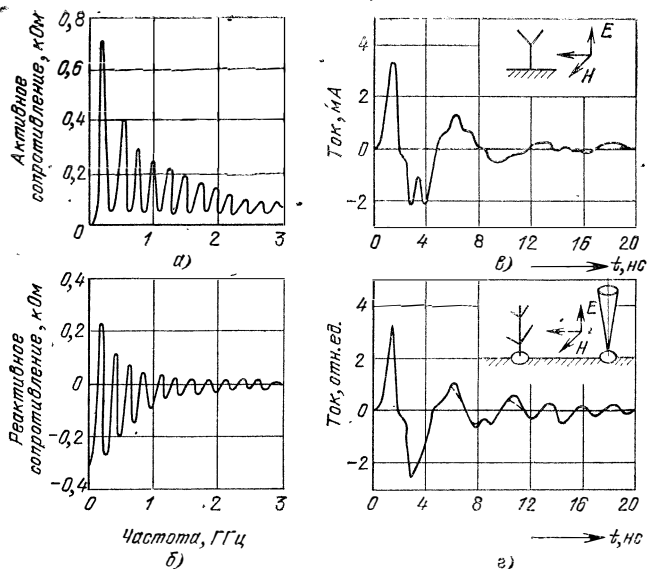


Рис. 6.23. Результаты экспериментального исследования антенных систем разного типа (— — — расчетные, ——— экспериментальные данные)

применение данных измерений для оценки погрешности моделирования различных отражающих объектов с помощью отрезков тонкого провода.

Полученные результаты позволяют оценить как ошибку физического моделирования, возникающую при замене физической системы идеализированной математической моделью, так и ошибку численного моделирования при приближенном решении уравнений для выбранной численной модели.

Наличие экспериментальной основы изучения антенных систем во временной области открывает перспективы углубленного теоретического исследования электромагнитных процессов излучения и рассеяния, в том числе с учетом нелинейности систем, и применения прямого временного метода расчета таких систем как дополнительного средства решения сложных технических задач.

6.5. Применение пикосекундных импульсов в радиолокационной технике

6.5.1. Прямая и обратная задачи радиолокации

В последние годы увеличилось число исследований, направленных на использование кратковременных (пикосекундных) видеоимпульсов для решения задач радиолокации. Применение таких импульсов обеспечивает высокую разрешающую способность, позволяет измерять характеристики целей в широкой полосе частот, что важно при определении типа цели и обнаружении целей с малой эффективной отражающей поверхностью.

В проводимых исследованиях решались две задачи: прямая — наблюдение рассеянных сигналов и обратная — идентификация объектов по рассеянному ими полю. Структурная схема системы для исследования рассеяния во временной области содержит источник импульсов излучения (генератор перепада напряжения с фронтом около 100 пс, амплитудой в несколько сотен вольт), передающую и приемную антенны и приемное устройство — стробоскопический осциллограф, снабженный вычислительным устройством на микропроцессоре, и ЭВМ. На выходе приемной антенны образуется сигнал — сглаженная импульсная характеристика цели, которая в необработанном виде наблюдается непосредственно на экране стробоскопического осциллографа. Вычислительное микропроцессорное устройство обрабатывает данные, управляет разверткой, осуществляет коррекцию дрейфа системы синхронизации и канала вертикального отклонения. Универсальная ЭВМ, к которой подключено это устройство, производит более сложную обработку сигналов.

На рис. 6.24, а схематически показано относительное расположение элементов установки на металлическом ос-

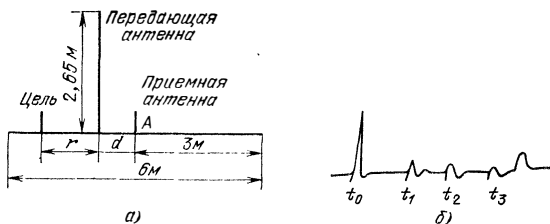


Рис. 6.24. Геометрия установки, для измерения рассеянного видео-сигнала во временном представлении (а) и осциллограмма отражений (б)

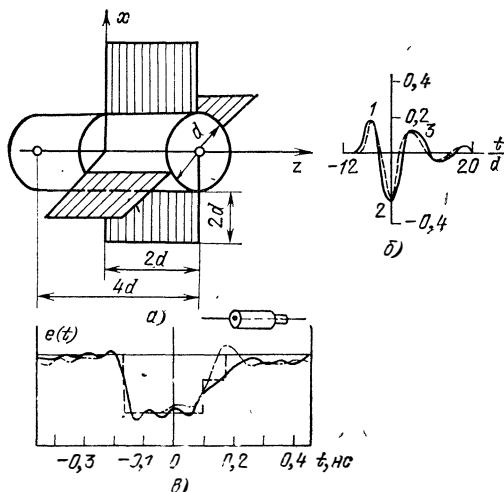


Рис. 6.25. К определению формы отражающих объектов:

a — геометрия цилиндра с ребрами; *б* — импульсные характеристики; *в* — кривые отражений (— цилиндр, - - - цилиндр со штырем) и сопоставление с расчетной кривой $S_z(t)$ (---)

новании, а на рис. 6.24, *б* — принимаемый сигнал. Расположение антенн и цели должно обеспечить чистое временное окно для наблюдения рассеянных импульсов. Излучаемый сигнал приходит от основания проволочной антенны и принимается в точке *A* в момент $t_0 = d/c$ (c — скорость света). Этот момент отмечен импульсом слева на осциллограмме (рис. 6.24, *б*). Отраженный от цели импульс поступает в приемник в момент времени $t_1 = t_0 + 2r/c = (2r + d)/c$, где r — расстояние до цели. Цели располагались на расстояниях от 0,6 до 1,5 м, что соответствует моментам времени t_1 и t_2 на осциллограмме рис. 6.24, *б*. Отклик в правой части осциллограммы после момента t_2 обусловлен отражением от края основания и сигналом, излученным верхним концом передающей антенны. Интервал времени между t_1 и t_3 — чистое временное окно, удобное для наблюдения отражений от целей.

Чувствительность рассматриваемой системы обеспечивала измерение сигналов 0,06 мВ, или 0,6 % от пикового значения отклика зондирующего сигнала. Операция обработки предусматривала сглаживание сигнала и накопление его для выделения из шумов, эффективная полоса частот системы простиралась от 100 МГц до 4,5 ГГц.

Описанная и другие подобные установки использовались для наблюдения рассеянных сигналов и проверки различных вычислительных методов и расчетных соотношений для решения прямой задачи.

В качестве примера рассмотрим отражение от цели в виде цилиндра с ребрами (рис. 6.25, *a*), отношение длины которых к диаметру цилиндра равно 2 [20]. Цель облучалась вертикально-поляризованным электромагнитным импульсом, длительность которого по основанию равна электрической длине цилиндра. Отраженный сигнал для этой цели рассчитывался численно и сравнивался с результатами измерений. На рис. 6.25, *б* приведены расчетная (—) и экспериментальная (— — —) сглаженные импульсные характеристики. Сравнение характеристик позволяет сделать вывод о достоверности результатов, полученных на основании использованного метода расчета. Временной отклик, изображенный на рисунке, допускает наглядную физическую интерпретацию. Начальный участок сглаженной импульсной характеристики 1 обусловлен отражением от торца цилиндра и от передних краев вертикальных ребер. После этого следуют: отражение 2 от заднего края вертикальных ребер, отклик 3 — за счет «ползущей» волны и колебания, вызванные взаимодействием между ребрами и цилиндром [20].

Неоднократно проверялось простое приближенное соотношение, приведенное в гл. 2 для решения прямой задачи рассеяния. Оно связывает напряженность электрического поля, рассеянного в обратном направлении идеально проводящим телом, облучаемым δ -импульсом, с формой тела:

$$E(t) = -\frac{c}{4\pi r} \frac{d^2 S_z}{dz^2} \Big|_{z=ct/2},$$

где $E(t)$ — вертикальная составляющая рассеянного поля; r — расстояние от точки наблюдения до рассеивающего тела; z — продольная координата ($z = 0$ соответствует ближайшей точке рассеивателя); S_z — проекция «освещенной» к моменту времени t части поверхности тела на плоскость, перпендикулярную оси z .

Записанное соотношение показывает, что форма тела, имеющего осевую симметрию, может быть восстановлена по обратному рассеянному импульсу. При этом удобно использовать не δ -импульс и не единичную функцию, а отклик $e(t)$ на линейно-нарастающее напряжение. Без учета не зависящих от времени множителей можно записать

$$e(t) = S_z \Big|_{z=ct/2}.$$

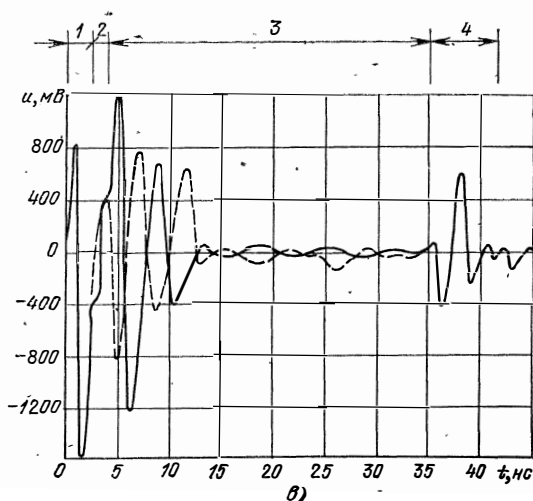
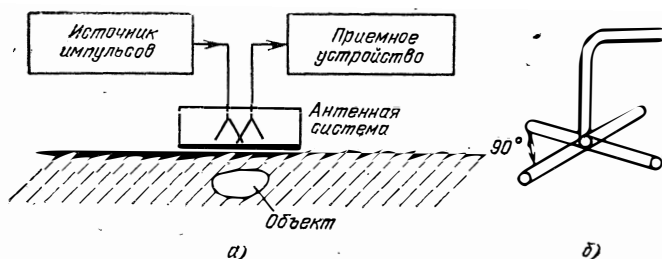


Рис. 6.26. Структурная схема импульсного радиолокатора подпочвенного зондирования (а); конструкция антенной системы (б) и осциллограмма сигналов (в):

1 — сигнал из-за наличия связи между передающей и приемной антеннами; 2 — отражения от неровностей грунта; 3 — отражения от подпочвенных объектов; 4 — отражение от симметрирующего устройства

Эксперименты показывают, что написанное соотношение справедливо в грубом приближении не только в «освещенной» области, но и в области «тени». Это иллюстрируется данными, приведенными в [77] и изображенными на рис. 6.25, в. На этом рисунке приведены функции $e(t)$, полученные в результате облучения кругового цилиндра и такого же цилиндра, к которому в области «тени» добавлен штырь диаметром, равным половине диаметра основного цилиндра. Из рисунка видно, что при изменении формы объекта в области «тени» $e(t)$ заметно изменяется.

Опишем некоторые эксперименты по решению обратной задачи — определению формы объекта по рассеянному им

сигналу. Использование аналитических расчетных соотношений для решения этой задачи, которые основаны на результатах [77], приводят к сложным и чувствительным к шумам алгоритмам, не применяемым в настоящее время на практике. Простое соотношение, связывающее отклик $e(t)$ на линейно-нарастающий сигнал с формой объекта, дает слишком большие погрешности. Его применение ограничивается грубыми оценками формы тела. Однако для тел, не имеющих осевой симметрии, эксперимент и расчетные соотношения значительно усложняются. На практике для решения обратной задачи идентификации используют алгоритмы распознавания образов, позволяющие классифицировать объекты по рассеянному сигналу.

В качестве первого примера укажем на эксперимент по опознаванию подземного объекта [161]. В экспериментальной установке (рис. 6.26, а) использовался импульс длительностью около 150 пс и амплитудой 1 кВ, обеспечивающей измерения в полосе 0 — 3 ГГц и пространственное разрешение около 1,5 см. Антенную систему составили два симметричных скрещенных вибратора (рис. 6.26, б), перемещаемых по поверхности земли. При этом развязка между приемной и передающей антеннами составляла 60 дБ.

На рис. 6.26, в представлена развертка во времени типичных необработанных сигналов, принятых от пластмассового подземного объекта при различной ориентации антенны относительно центра объекта (сплошная и штриховая линии).

Первый всплеск на этой осциллограмме обусловлен прямой связью передающей и приемной антенн. Он не претерпевает заметных изменений при смене ориентации антенны, поэтому его можно скомпенсировать вычитанием сигналов. Хотя он и является помехой, его можно использовать в качестве начала отсчета глубины расположения объекта. Следующим идет отражение от нерегулярностей поверхности грунта под антенной. Эти помехи быстро затухают, и лишь незначительная часть их накладывается на полезный сигнал, отраженный от подземного объекта. Последний имеет достаточно большую интенсивность; кроме того, полярность его меняется при повороте антенны на 90°, благодаря чему амплитуда сигнала удваивается при формировании разностного сигнала. Этот сигнал существует на протяжении ~30 нс и становится пренебрежимо малым к моменту появления отражений от симметрирующего устройства (симметрирующее устройство необходимо для сое-

динения антенны с несимметричным выходом импульсного генератора). Паразитный сигнал отражения и ограничивает чистое временное окно, пригодное для измерений. В рассматриваемой системе [161] длительность окна составляла 36,5 нс, что оказалось достаточным для опознавания исследованных объектов неглубокого залегания (несколько сантиметров). Для увеличения данного интервала следует удлинить соединительный кабель между симметрирующим устройством и антенной (реальная глубина, на которой может быть обнаружен объект, достигает нескольких метров).

Далее необработанный сигнал используется в приемном устройстве для определения характеристик и опознавания объекта. Метод определения исходит из того, что объекты ограниченных размеров обладают резонансными частотами, зависящими от таких их характеристик, как размер, форма и состав, а также от окружающей среды. Согласно этому методу подповерхностный объект может характеризоваться набором комплексных собственных резонансов, не зависящих от положения и ориентации антенны со скрещенными вибраторами, хотя значения этих частот и будут зависеть от состояния грунта. Такое определение характеристик позволяет описать отклик объекта набором комплексных чисел.

Дальнейшая процедура опознавания объекта заключается в сравнении измеренного сигнала с сигналом от неизвестного объекта с сигналом, вычисленным по резонансным частотам для известного объекта. При этом определяется коэффициент корреляции для порогового опознавания с использованием обработанного (измеренного) и вычисленного (предсказанного) сигнала. Обработка сигнала включает в себя подавление шумов и местных помех путем усреднения и накопления, формирования разностного сигнала и усреднения по местоположению.

Указанный метод определения характеристик подповерхностных объектов был исследован и испытан проведением натурных радиолокационных измерений при использовании описанной импульсной аппаратуры. Измерения проводились с пятью объектами, в числе которых был пластмассовый объект и 4 ложных объекта примерно такого же размера — металлические и неметаллические. Все объекты закапывались на глубину 5 см. Основная задача заключалась в опознании объекта. Результаты исследований показали, что рассмотренный метод весьма прост и требует выполнения лишь элементарных алгебраических операций. По результатам могут быть сделаны важные практические вы-

воды о распознавании подповерхностных объектов различной физической природы.

В качестве второго примера отметим эксперименты, проводимые на различных моделях самолетов [162]. В них в качестве зондирующего использовался сигнал, синтезированный из нескольких гармонических составляющих. Длины волн, соответствующие используемым частотам, выбирались от 0,5 до 10 характерных размеров объекта. Результаты экспериментов показали, что применение алгоритмов распознавания образов позволяет успешно решать задачи типа определения формы летящего объекта с помощью синтезированного сигнала.

6.5.2. Видеоимпульсная локация

Совершенствование источников сигналов, освоение пикосекундного диапазона в импульсной технике, развитие антенной техники и создание эффективных излучающих и приемных антенн привели к разработке систем импульсной пространственной рефлектометрии ближнего действия, или видеоимпульсных радиолокационных систем [20]. Дальность действия данной системы ограничена сотнями метров, поскольку излучается очень малая энергия, а возможность обнаружения объекта определяется количеством энергии, падающей на цель.

В ряде случаев уже отсутствие или наличие отраженного сигнала является достаточной информацией для принятия решения о последующих действиях. В радиолокационной системе такого типа система регистрации импульсного отклика должна давать только пороговую информацию, что приводит к существенному упрощению системы по сравнению с аппаратурой для анализа характеристик целей. Пороговую информацию можно получить от приемника, который в течение короткого временного интервала (несколько наносекунд) регистрирует отраженный сигнал и, если он превышает заданный порог, измеряет временную задержку между отраженным и зондирующим сигналами. Для устройств такого типа существует широкий круг применений:

электронное оборудование автомобилей; видеоимпульсное чувствительное устройство может успешно служить для торможения и предотвращения столкновений;

управление движением в аэропорту, когда необходимо осуществлять

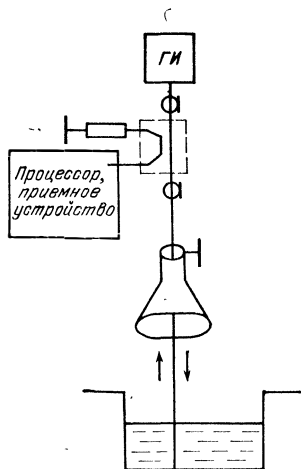


Рис. 6.27. Схема измерения уровня жидкости

контроль за пересечениями в аэродромных узлах с высокой интенсивностью движения и вести независимое оповещение о высоте самолетов, что особенно важно при посадках в условиях высокой категории сложности:

стыковка космических кораблей и швартовка крупных нефтеналивных танкеров.

Описание указанных возможностей применения видеоимпульсных локоаторов приведено в [20]. Важное применение может найти видеоимпульсная локационная техника и в волноводном варианте, когда зондирующее излучение распространяется вдоль направляющей линии передачи. В качестве примера применения можно указать на измерение уровня жидкости, например, уровня нефти или жидкого природного газа в танкерах, уровня топлива при заправке самолета. Обычно уровень жидкости измеряется приборами поплавкового типа, которые недостаточно точны и надежны. Когда измеряются уровни вязких и агрессивных жидкостей, поплавковые приборы быстро выходят из строя. При использовании метода видеоимпульсной локации нет необходимости во внешнем проводнике. Измерение проводится при помощи однопроводной линии в тефлоновой оболочке, которая доходит до дна резервуара (рис. 6.27). Зондирующий импульс проходит рупорный возбуждатель и распространяется вдоль одиночного провода. Отражение от границы раздела воздух—жидкость однозначно определяет уровень жидкости и ее свойства. Сигнал, отраженный от дна резервуара, используется для калибровки отсчета. Данный метод при длительности зондирующего сигнала ~ 200 пс обеспечивал точность измерения уровня жидкости не хуже 2,5 см для первых 3 м жидкости. Установлено, что энергия падающего импульса по крайней мере на три порядка ниже того значения, которое может вызвать взрыв авиационного топлива.

Другим примером применения волноводного рефлектометрического метода на базе видеоимпульсов пикосекундной длительности служит система предотвращения столкновений скоростных транспортных средств рельсового типа. Волноводная система обладает большей чувствительностью, так как в ней меньше потери на излучение. Применение в качестве направляющих волноводных систем проводов, расположенных параллельно контактным проводам или рельсам, позволяет «видеть» объект за поворотом. Каждое транспортное средство может быть снабжено радиолокационной системой с логическими схемами, соединенными с системой управления. «Цель» может быть обнаружена на расстоянии нескольких сотен метров.

Таким образом, достижения в области пикосекундной импульсной техники предоставляют широкие возможности применения пикосекундных импульсов в самых разнообразных областях науки и техники.

Список литературы

1. Матусевичус Г. К., Эйдукас Д. Ю. Измерение неоднородностей в коаксиальных кабелях с помощью видеопульсов. — Труды науч.-техн. конф. Радиоэлектроника, Каунас: 1967, т. 3, с. 97.
2. Oliver B. M. Time-domain reflectometry. — Hewlett — Packard J., 1964, v. 15, № 6, p. 3.
3. Догадкин А. В. Аппаратура для исследования неоднородностей в волноводах наносекундными импульсами. — Радиотехника и электроника, 1959, т. 4, № 5, с. 894.
4. Beck A. C. Waveguide investigation with millimicrosecond pulse. — Bell. System Techn. J., 1956, v. 35, № 1, p. 86.
5. Nicolson A. M. Broadband microwave transmission characteristics from a single measurement of the transient response. — IEEE Trans., 1968, v. IM-17, p. 395.
6. Глебович Г. В., Яковлев Г. Л. О расширении возможностей импульсной рефлектометрии. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. РИТ, 1970, вып. 1, с. 3.
7. Петров В. П., Ефименко Ю. Г. Импульсная рефлектометрия в цепях с распределенными параметрами. — В кн.: Докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по радиотехн. измерениям. — Новосибирск: 1970, с. 156.
8. Глебович Г. В., Ковалев И. П. Широкополосные линии передачи импульсных сигналов. — М.: Сов. радио, 1973.
9. Глебович Г. В., Гурьева И. С. Определение профиля неоднородной линии передачи импульсным методом. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1970, т. 13, № 11, с. 76.
10. Глебович Г. В., Крылов В. В. Различение и оценка малых протяженных неоднородностей в линиях передачи методом импульсной рефлектометрии. — В кн.: Докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. по радиотехн. измерениям. — Новосибирск: 1970, с. 135.
11. Крылов В. В. Определение профиля неоднородных линий по выборкам отраженного сигнала. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1972, т. 15, № 5, с. 631.
12. Nicolson A. M., Bennett C. L., Lamensdord J. D., Susman L. Application of time-domain metrology to the automation of broad-band microwave measurements. — IEEE Trans., 1972, v. MTT-20, № 1, p. 3.
13. Введенский Ю. В., Глебович Г. В., Крылов В. В., Херманис Э. Х. Импульсная (временная) рефлектометрия. — Измерения, контроль, автоматизация, 1976, № 4, с. 3.
14. Глебович Г. В. Определение параметров широкополосных и узкополосных распределенных систем импульсными методами. — В кн.: Проблемы разработки современных методов и аппаратуры для измерения параметров радиочепей: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1974. — М., 1974, с. 127.
15. Введенский Ю. В., Глебович Г. В., Горячев Л. В. и др. Применение импульсного рефлектометра для исследования характеристик узлов коаксиальных и полосковых линий передачи. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. РИТ, 1975, вып. 5, с. 82.
16. Горлов Н. И. Исследование предельных возможностей широкополосного временного рефлектометра в режиме измерения характеристик нерегулярностей коаксиальных трактов. — В кн.: Метрология в радиоэлектронике: Тезисы докл. III Всесоюз. конф. — М.: 1975, с. 29.

17. Глебович Г. В. Измерения методом импульсной рефлектометрии в линиях передачи с потерями. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1979, вып. 2, с. 11.
18. Андриянов А. В., Введенский Ю. В., Сюваткин В. С. Радиопульсный метод измерения неоднородностей в СВЧ цепях. — В кн.: Проблемы разработки современных методов и аппаратуры для измерения параметров радиоцепей: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1976. — М.: 1976, с. 118.
19. Глебович Г. В., Крылов В. В. Современное состояние теории и техники измерений во временной области. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот.: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 11.
20. Беннет С. Л., Росс Д. Ф. Время-импульсные электромагнитные процессы и их применения. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 3, с. 35.
21. Крылов В. В. Вопросы теории обработки данных импульсной рефлектометрии. — В кн.: Современные методы и аппаратура для измерения параметров радиоцепей: Докл. Всесоюз. симпозиума. — Новосибирск: 1974, с. 130.
22. Глебович Г. В., Крылов В. В. Переходные процессы в неоднородных линиях передачи с потерями. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1975, т. 18, № 9, с. 69.
23. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Волновые методы идентификации неоднородных сред. — В кн.: Научное приборостроение и автоматизация научного эксперимента./ СО АН СССР, Красноярск: 1978, с. 151.
24. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Определение передаточных функций четырехполюсников по временным характеристикам. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1978, т. 21, № 5, с. 15.
25. Ковалев И. П. Оценка частотных характеристик СВЧ устройств по временным рефлектограммам. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 188.
26. Крылов В. В., Херманис Э. Х. Модели систем обработки сигналов. — Рига: Зинатне, 1981.
27. Девис Ф., Лозб-Н. Измерения во временной области как средство описания транзистора и схемы в диапазоне частот до 1 ГГц. — ТИИЭР, 1965, т. 53, № 10, с. 1649.
28. Ефименко Ю. Г. Применение метода импульсной рефлектометрии для исследования эквивалентных схем параметрических диодов СВЧ. — В кн.: Современные методы и аппаратура для измерения параметров радиоцепей: Докл. Всесоюз. симпозиума. — Новосибирск: 1974, с. 138.
29. Андриянов А. В., Крылов В. В., Корсаков С. Я., Пономарев Д. М. Автоматизированная система проведения экспериментов и измерений во временной области на базе двухмашинного комплекса. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1979, вып. 2, с. 69.
30. Nicolson A. M., Ross G. F. The measurement on the intrinsic properties of materials by time-domain techniques. — IEEE Trans., 1970, v. IM-9, p. 377.
31. Cranson H., Nicolson A. M., Mitchell H. Extensions of time-domain metrology above 10 GHz to materials measurements. — IEEE Trans., 1974, v. IM-23, p. 806.
32. Ross G. F. A time-domain criterion for the design of wideband radiation elements. — IEEE Trans., 1968, v. AP-16, № 3, с. 355.

33. **Миллер Э. К., Ландт Д. Э.** Прямые временные методы расчета излучения и рассеяния волн проводниками в неустановившемся режиме. — ТИИЭР, 1980, т. 68, № 11, с. 44.
34. **Астанин Л. Ю., Костылев А. А.** Методы теоретического и экспериментального исследования нестационарного рассеяния и излучения электромагнитных волн. — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 9, с. 3.
35. **Barnoski M. K., Rourke M. D., Jensen S. M., Melville R. T.** An Optical time-domain reflectometer. — Appl. Opt. 1977, v. 16, p. 2375.
36. **Потапов В. Т., Соснин В. П., Таубкин И. И. и др.** Волоконно-оптический рефлектометр. — Радиотехника и электроника, 1981, № 4, с. 866.
37. **Моругин Л. А., Глебович Г. В.** Наносекундная импульсная техника. — М.: Сов. радио, 1964.
38. **Рябинин Ю. А.** Стробоскопическое осциллографирование. — М.: Сов. радио, 1972.
39. **Наман Н. С.** Измерение формы пикосекундных импульсов. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 4, с. 91.
40. **Введенский Ю. В., Горячев Л. В., Крылов В. В.** Импульсный рефлектометр пикосекундного диапазона. — В кн.: Современные методы и аппаратура для измерения параметров радиочепей: Докл. Всесоюз. симпозиума. — Новосибирск: 1974, с. 129.
41. **Введенский Ю. В., Горячев Л. В., Крылов В. В.** Импульсный рефлектометр с субнаносекундным разрешением. — Приборы и техника эксперимента, 1975, № 1, с. 130.
42. **Гоникман А. Б., Горлов Н. И., Дубков Н. Ф., Кондаков Ю. В.** Временной рефлектометр для измерения параметров структурно-сложных СВЧ трактов. — Метрология и точные измерения, 1976, № 1, с. 10.
43. **Smith J. H.** High-resolution time-domain reflectometry with a portable 30-lb instrument. — Hewlett-Packard J., 1969, № 9, p. 8.
44. **Херманис Э. Х., Карклиньш В. Г.** Рефлектометр на основе дискретного стробоскопического преобразователя. — В кн.: Дискретные стробоскопические преобразователи. — Рига: Зинатне, 1977.
45. **Радиоизмерительные приборы-80:** Каталог-проспект. 17-е изд., испр. и доп./ Центральный отраслевой орган НТИ «ЭКОС». — М.: 1980, с. 128.
46. **Введенский Ю. В., Горлов Н. И., Дубков Н. Ф., Сухоребров В. Г.** Применение импульсной рефлектометрии для исследования параметров элементов сверхвысокочастотных линий передачи. — Метрологическое обеспечение измерений. — М.: 1981, вып. 1.
47. **Андрянов А. В., Булатов Е. И., Введенский Ю. В.** Радиоимпульсный рефлектометр наносекундного диапазона. — Приборы и техника эксперимента, 1977, № 2, с. 141.
48. **Сухоребров В. Г., Введенский Ю. В., Сюваткин В. С.** Радиоимпульсный рефлектометр сантиметрового диапазона. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 227.
49. **Ware G. A.** Narrowband time-domain reflectometer. — Microwave J., 1971, v. 14, № 6, p. 27.

50. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Автоматизированная система проведения экспериментов с помощью субнаносекундных импульсов. — Приборы и техника эксперимента, 1977, № 2, с. 74.
51. Эндрюс Дж. Р. Автоматическое определение параметров электрических цепей посредством измерений во временной области. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 4, с. 56.
52. Крылов В. В., Марамчина Е. Б., Пономарев Д. М. Автоматизированная система проведения экспериментов по идентификации объектов импульсами-субнаносекундной длительности. — В кн.: Автоматика и вычислительная техника, АН Латв. ССР, 1976, с. 56.
53. Andrews J. R., Gans W. L. Time-domain automatic network analyzer. — L'Onde Electrique, 1975, v. 55, № 10, p. 569.
54. Gans W. L., Andrews J. R. Time-domain network analyzer for measurement of R.F. and microwave components. — NBS Tech. Note, 1975, № 672, p. 3.
55. Mike T., Yamaguchi H., Nagaki Y. An accurate Wide-band automatic waveform analyzer. — IEEE Trans., 1977, v. IM-26, № 4, p. 279.
56. Глебович Г. В., Крылов В. В., Пономарев Д. М., Рябинин Ю. А. Некоторые возможности применения автоматизированной системы измерений во временной области. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1977, вып. 2, с. 75.
57. Krylov V. V., Glebovich G. V., Andriyanov A. V., Ponomarev D. M. Automatic systems for measurement with the help of picosecond impulses and their application. — In: Acta IMEKO, Akademiai Kiado, Budapest, 1979, p. 589.
58. Андриянов А. В., Глебович Г. В., Крылов В. В., Корсаков С. Я., Пономарев Д. М. Автоматизированные измерения во временной области и повышение их точности. — Измерительная техника, 1980, № 9, с. 42.
59. Elliott B. J. High-sensitivity picosecond time-domain reflectometry. — IEEE Trans., 1976, v. IM-25, № 4, p. 376.
60. Корсаков С. Я., Крылов В. В., Пономарев Д. М. Исследование электрофизических параметров диэлектриков методом импульсного зондирования. — Автометрия, 1979, № 5, с. 60.
61. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники. — М.: Сов. радио, 1967.
62. Cormack G., Manney R. Time-domain reflectometer return loss measurements. — IEEE Trans., 1969, v. IM-18, № 3, p. 291.
63. Горячев Л. В., Ковалев И. П. Эталоны простейших неоднородностей для видеоимпульсного рефлектометра. — В кн.: Проблемы разработки методов и аппаратуры для измерения параметров радиочепей: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1976. — М., 1976, с. 121.
64. Введенский Ю. В., Глебович Г. В., Горячев Л. В., Горячев В. М., Ковалев И. П., Рябинин И. А. Импульсные рефлектометры. — Радиоизмерительная техника. Проспект 10, 1980.
65. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполосников и восьмиполосников на СВЧ. — М.: Связь, 1965.
66. Введенский Ю. В., Глебович Г. В. Оценки погрешностей импульсного рефлектометрического метода измерений линий передачи. — Измерительная техника, 1980, № 10, с. 13.
67. Тихонов В. И., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1979.

68. Андриянов А. В., Чепурнов А. В. К вопросу о погрешностях измерения параметров цепей во временной области с использованием дискретного преобразования Фурье. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1982, вып. 1, с. 51.
69. Гроп Д. Методы идентификации систем: Пер. с англ./ Под ред. Е. И. Кринецкого. — М.: Мир, 1979.
70. Андриянов А. В., Пономарев Д. М. Использование методов дискретной техники для идентификации дифференциальных моделей измерительными системами. — Автоматика и вычислительная техника, 1981, № 5, с. 77.
71. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Определение понятия задержки по Гильберту и методы ее измерения. — Радиотехника и электроника, 1980, т. 25, № 1, с. 204.
72. Stuchly S. S., Rzepecka M. A., Iskander M. F. Permittivity measurements at microwave frequencies using lumped elements. — IEEE Trans., 1974, v. IM-23, № 1, p. 56.
73. Fellner-Fedlegg H. The measurement of dielectrics in the time-domain. — J. Phys. Chem., 1970, v. 74, № 9, p. 1962.
74. Боровков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978.
75. Марин Л., Ладэм Р. Представление рассеянных полей через свободные колебания тел. — ТИИЭР, 1972, т. 60, № 5, с. 213.
76. Кеннауч Е. М., Моффетт Д. Л. Аппроксимация переходных и импульсных переходных характеристик. — ТИИЭР, 1965, т. 53, № 18, с. 1024.
77. Joung J. D. Target imaging multiple frequency radar returns. — IEEE Trans., 1976, v. AP-24, № 3, p. 276.
78. Еремин С. А., Макеев О. К., Носов Ю. Р. Полупроводниковые диоды с накоплением зарядов и их применение. — М.: Сов. радио, 1966.
79. Скольник Р. Справочник по радиолокации в 4-х т. — М.: Сов. радио, 1976—1979. — Т. 1. Основы радиолокации/ Ред. рус. пер. Я. С. Ицхоки, 1976.
80. Буранский В. П. Результаты исследования характеристик волноводных фланцевых соединений. — В кн.: Метрология в радиоэлектронике.: Тезисы докл. V Всесоюз. конф. — М.: 1981, с. 277.
81. Беспалов В. И. О статистических характеристиках коэффициента отражения волны в случайно-неоднородных линиях передачи. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика, 1959, т. 2, № 6, с. 711.
82. Битти Р. В. Эталоны и измерения полных сопротивлений в односторонних волноводах. — ТИИЭР, 1967, т. 55, № 6, с. 154.
83. Рябинин Ю. А. Измерение неоднородностей телевизионных фидеров и высокочастотных линий передачи при помощи коротких радиоимпульсов. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. ИТ, 1958, вып. 4, с. 46.
84. Sholmaher W. B. Method and apparatus for locating and measuring waveguide discontinuities. — Pat. USA, № 3753086, GOIR 31/11.
85. Rantala K., Halme S. Narrowband time-domain reflectometer in waveguide maintenance: theory, instrument and operating experience. — Proc. of the fifth colloquium on microwave, Budapest, 1974. v. ME-73, p. 18.
86. Ogletree S. T., Makio S. V. The development of narrowband time-domain reflectometry. — IEEE Trans., 1972, v. IM-21, № 2, p. 82.

87. Solmo P., Hollway P. Microwave locating reflectometer. — Electronics Let., 1969, № 5, p. 34.
88. Власов М. М., Петров В. П. Состояние и перспективы развития ЧМ рефлектометрии. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 223.
89. Робинсон А., Вейр Н. Установление местоположения и распознавание неоднородностей в диэлектрических средах с помощью синтезированных высокочастотных импульсов. — ТИИЭР, 1974, т. 62, № 1, с. 32.
90. Дзехцер Г. Б., Орлов О. С. *p-i-n*-диоды в широкополосных устройствах СВЧ. — М.: Сов. радио, 1970.
91. Андриянов А. В., Введенский Ю. В. Временные характеристики волноводных линий передачи. — Радиотехника (реферативный журнал), 1976, сер. 1Б89, депонирование.
92. Андриянов А. В., Горячев А. В., Крылов В. В. Генератор наносекундных и пикосекундных импульсных сигналов. — Приборы и техника эксперимента, 1981, № 1, с. 115.
93. Введенский Ю. В., Хрусталеv А. А. Источник импульсов для измерения параметров импульсного диода Ганна. — Приборы и техника эксперимента, 1982, № 5, с. 64.
94. Введенский Ю. В. Тиратронный генератор наносекундных импульсов с универсальным выходом. — Изв. вузов СССР. Радиотехника, 1959, т. 2, № 2, с. 249.
95. Сухоребров В. Г., Введенский Ю. В., Сюваткин В. С. Радиоимпульсный рефлектометр сантиметрового диапазона. — В кн.: Радиотехнические измерения диапазонов высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 227.
96. Сухоребров В. Г. Оценка дисперсионных искажений радиоимпульсных сигналов. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1980, № 11, с. 56.
97. Герценштейн М. Е., Васильев Б. В. Диффузионное уравнение для статистически неоднородного волновода. — Радиотехника и электроника, 1959, т. 4, с. 611.
98. Крейда А. П. Судовая РЛС «МИУС». — М.: Транспорт, 1981.
99. Жидко Ю. М. Диаграмма направленности антенн при работе в режиме очень коротких импульсов. — Радиотехника и электроника, 1980, т. 25, № 7, с. 1392.
100. Волынец В. Ф., Черняев Р. Н. Тенденции развития судовой радиолокационной техники. — Судостроение за рубежом, 1978, № 9, с. 38.
101. Saillard J., Chassay G. Methode originale d'analyse du diagramme de diffraction en puissance d'une cible radar en vue de la reconnaissance des formes. — Ann. telecommun, 1981, v. 36, № 5—6, p. 359.
102. Коган И. М. Ближняя радиолокация. — М.: Сов. радио, 1973.
103. Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л., Кутаев В. В. Радиолокация слоистых земных покровов. — М.: Сов. радио, 1977.
104. Якунин Б. С. Нелинейные явления в волноводных трактах РРЛ. — Электросвязь, 1977, № 9, с. 32.
105. Молебный В. В. Ополокаторные системы. — М.: Машиностроение, 1981.
106. Gigabit logic for microwave systems. — Proc. IEEE, 1980, v. MTT-26, № 6, p. 126.

107. **Комар В. М., Яцкевич Г. Б.** Лазерные системы в локации и навигации. — Зарубежная радиоэлектроника, 1978, № 2, с. 86.
108. **Brankmeier J.** Backscattering in single mode fiber. — *Electronics Let.*, 1980, № 16, p. 329.
109. **Personic S. D.** Photon probe — an optical fiber time-domain reflectometer. — *BSTJ.*, 1976, v. 56, № 3, p. 355.
110. **Шикетанц Д.** Теория измерений по методу обратного рассеяния в световодах. — Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 6, с. 87.
111. **Андрянов А. В., Грязнов Ю. М., Грязнов М. И., Частов А. А.** Некоторые возможности импульсной рефлектометрии в оптическом диапазоне. — Импульсная фотометрия. — Л.: Машиностроение, 1981, вып. 7, с. 134.
112. **Conduit A. J.** and oth. High resolution measurement of diameter variations in optical fibers by the backscatter method. — *Electronics Let.*, 1981, v. 17, № 20, p. 742.
113. **Conduit A. J., Hartog A. H., Payne D. N.** Spectral and length dependent losses in optical fibers investigated by twochannel backscatter technique. — *Electronics. Let.*, 1980, v. 16, № 3, p. 77.
114. **Барноски М. К., Персоник С. Д.** Измерения в волоконной оптике. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 4, с. 75.
115. **Sharma A. B., Halmu S. I.** Frequency response of optical fibers using a combination time-frequency domaine technique. — *Applied Optics.*, 1979, v. 18, № 12, p. 1877.
116. **Johanson J., Anderson P., Eclund H., Tazphammar P., Eng S.** A computer system for analysis of high capacity components in optical-fiber links. — *IEEE Trans.*, 1981, v. IM-30, № 1, p. 51.
117. **Справочник по лазерам:** Пер. с англ./ Под ред. А. М. Прохорова. — М.: Сов. радио, 1978.
118. **Применения лазеров:** Пер. с англ./ Под ред. В. П. Тычинского. — М.: Мир, 1974.
119. **Hupner D., Rentrepis P. M., Busch G. E.** Optical picosecond spectroscopy. — *Optical engineering.*, 1978, v. 17, № 1, p. 82.
120. **Ferguson A. I., Eskstein J. N., Hansih T. W.** Polarisation Spectroscopy with ultrashort light pulses. — *Applied Physics.*, 1979, v. 18, № 3, p. 257.
121. **Lee T. P.** Effect of junction capacitance on the rise time of LED's and on the turn on delay of injection laser. — *BSTJ.*, 1975, v. 54, № 1, p. 53.
122. **Павловский А. И.** Многоканальный разрядник на 50 кВ с наносекундной точностью включения. — Приборы и техника эксперимента, 1970, № 2, с. 34.
123. **Де Мариа Н.** Получение пикосекундных импульсов при помощи лазеров с синхронизацией мод. — *Электроника*, 1968, № 19, с. 21.
124. **Нью Дж.** Теория пассивной синхронизации мод в лазерах с гигантскими импульсами излучения. — ТИИЭР, 1977, т. 65, № 3, с. 51.
125. **Наман Н. С.** Измерение формы пикосекундных импульсов. — ТИИЭР, 1978, т. 66, № 4, с. 91.
126. **Tomasetta L. R., Jaw H. D., Eden R. C., Deyhimy I., Makano K.** Hige sensitivity optical receivers for 1—1,4 mm fiberoptic systems. — *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, v. 14, № 11, p. 800.

127. Андриянов А. В., Чепурнов А. В. Исследование точности регистрации световых импульсов лавинным фотоприемником. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1982, вып. 1, с. 10.
128. Nettzer Y. Simply fiber optic receivers with a high quality preamp. — EDN, 1980, v. 25, № 17, p. 161.
129. Эндрюс Дж., Лоутон. Стробоскопический осциллограф для исследования оптических сигналов с электрическим стробированием. — Приборы для научных исследований, 1976, № 3, с. 40.
130. Nicolson A. M. Broadband microwave transmission characteristics from a single measurement of the transient response. — IEEE Trans., 1968, v. IM-17, № 4, p. 395.
131. Глушков В. Д. Цифровой стробоскопический преобразователь для автоматизированной системы. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1978, вып. 2, с. 28.
132. Глушков В. Д., Крылов В. В. Стробоскопический преобразователь с аналого-цифровой схемой памяти. — Техника средств связи. Сер. РИТ; 1976, вып. 5, с. 47.
133. Крылов В. В., Пономарев Д. М. Рефлектометрическая вычислительная система. — В кн.: Проектирование вычислительных устройств и систем с помощью ЭВМ/ Саратов. гос. ун-т, 1978, с. 37.
134. Мегилл Н. Д. Отображение профиля сопротивлений объединенных панелей и печатных плат на временном рефлектометре. — Электроника, 1981, № 14, с. 35.
135. Кочетков А. А., Жаворонков В. Н., Морозов А. В., Никулин А. Н. Вычислительный рефлектометр для определения параметров микроволновых устройств. — В кн.: Проблемы функциональной микроволновой электроники: Тезисы докл. семинара. — Горький: 1980, с. 120.
136. Гоникман А. Б., Горлов Н. И. Анализ погрешностей временного рефлектометра при измерении частотных характеристик. — В кн.: Проблемы разработки современных методов и аппаратуры для измерения параметров радиосцепей: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1976. — М.: 1976, с. 125.
137. Введенский Ю. В., Глебович Г. В., Горячев Л. В., Ковалев И. П., Николаев Ю. И. Применение импульсного рефлектометрического способа для измерения СВЧ линий передачи. — Измерительная техника, 1979, № 1, с. 63.
138. Hannford D. A. Application of picosecond pulses in time-domain metrology. — Proc. Joint Meas. Conf., Caithersburg, Md., 1974, Pittsburgh, p. 141.
139. Cronson H. M. An alternative approach to microwave measurements. — Microwaves, 1975, v. 14, № 12, p. 40.
140. Андриянов А. В., Крылов В. В., Паршиков В. И., Пономарев Д. М. Методика анализа характеристик широкополосных полупроводниковых параметрических усилителей по импульсной характеристике. — Техника средств связи. Сер. ТР (техника радиосвязи), 1980, вып. 3, с. 52.
141. Luce D. A., Cronson H. M., Mitchell P. G. Time-domain measurement of loss and dispersion. — IEEE Trans., 1976, v. MTT-24, № 1, p. 50.
142. Cronson H. M., Mitchell P. G. Time-domain measurements of microwave components. — IEEE Trans., 1973, v. IM-22, № 4, p. 320.
143. Cowan G. Digital processing adds accuracy to IDR. — Microwaves, 1975, v. 14, № 12, p. 47.

144. Riad S. M., Nahman N. S. Application of the homomorphic deconvolution for separation of TDR signal occurring in overlapping time windows. — IEEE Trans., 1976, v. IM-25, № 4, p. 388.
145. Ефименко Ю. Г., Зыкова Г. С. Импульсный временной рефлектометр для измерения параметров интегральных схем. — Вопросы радиоэлектроники. Сер. РИТ, 1972, вып. 3, с. 9.
146. Moorthy S. C. A computerized system for the measurement of attenuation in a helix waveguide. — IEEE Trans., 1973, v. IM-22, № 4, p. 311.
147. Brown R. J. Application of time-domain techniques for Measurement and equalization of millimeter-waveguide line in the 40 to 110 GHz band. — IEEE Trans., 1976, v. IM-25, № 4, p. 392.
148. Голуб И. А., Половников В. А. Применение импульсного способа для определения характеристик затухания линий. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 208.
149. Горячев В. М., Денисенко С. И., Рябинин Ю. А., Писарев Б. А. Стробоскопический осциллограф СК7-18 в режиме импульсного рефлектометра с высоким разрешением. — В кн.: Радиотехнические измерения в диапазонах высоких и сверхвысоких частот: Тезисы докл. Всесоюз. конф. — Новосибирск: 1980, с. 221.
150. Рябинин Ю. А., Андриянов А. В., Горячев В. М., Денисенко С. И., Шальнов А. Г. Аппаратурное обеспечение рефлектометрических исследований в высокочастотном и сверхвысокочастотном диапазонах. — Научные труды вузов Лит. ССР. Радиоэлектроника, 1981, т. 17, № 2, с. 54.
151. Cronson H. M., Ross G. F. Current status of time-domain metrology in material and distributed network research. — IEEE Trans., 1972, v. IM-21, № 4, p. 495.
152. Parisien B. R., Stuchly S. S. A Microprocessor-controlled time-domain spectrometer. — IEEE Trans., 1979, v. IM-28, № 4, p. 269.
153. Cole R. H. Time-domain spectroscopy on dielectric materials. — IEEE Trans., 1976, v. IM-25, № 4, p. 371.
154. Roussy G., Bourlier C., Diebold F. Methode de mesure de la permittivite complex des dielectriques mesure. — L'onde Electrique, 1976, v. 56, № 4, p. 204.
155. Искандер М. Ф., Тилер А. Л., Элкинс Д. Ф. Временной метод измерения диэлектрических свойств горючих сланцев в процессе обработки. — ТИИЭР, 1981, т. 69, № 6, с. 93.
156. Iskander M. F., Stuchly S. S. A time-domain technique for measurement of the dielectric properties of Biological substances. — IEEE Trans., 1972, v. IM-21, № 4, p. 425.
157. Kwok B. P., Nelson S. O., Bahar E. Time-domain measurements for determination of dielectric properties of agricultural materials. — IEEE Trans., 1979, v. IM-28, № 2, p. 109.
158. Chudobiak W. J., Syrett B. A., Hafez H. M. Recent advances in broad-band VME and VHF transmission line methods for moisture content and dielectric constant measurement. — IEEE Trans., 1979, v. IM-28, № 4, p. 284.
159. Андриянов А. В., Захаренко В. С., Чепурнов А. В. Методы автоматизированных измерений параметров цепей и трактов во

- временной области. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1983, вып. 1, с. 1, вып. 2, с. 1.
160. **Burrell G. A., Jamieson A. R.** Antenna radiation pattern measurement using time-to-frequency transformation (TFT) techniques. — IEEE Trans., 1973, v. AP-21, № 5, p. 702.
 161. **Чжань Л. Ч., Моффетт Д. Л., Питерс Л.** Определение характеристик поверхностных радиолокационных объектов. — ТИИЭР, 1979, т. 67, № 7, с. 18.
 162. **Кзинский А. А., Уайт Л.** Идентификация целей на низких частотах. — ТИИЭР, 1975, т. 63, № 12, с. 21.
 163. **Andrews J. R.** Precision picosecond pulse measurements using a high-quality superconducting delay line. — IEEE Trans., 1974, v. IM-23, № 4, p. 468.
 164. **Мигунов Л. В., Резинский В. Ф., Рябинин Ю. А. и др.** Сверхпроводящая коаксиальная линия задержки для стробоскопического осциллографа. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1977, вып. 1, с. 33.
 165. **Рябинин Ю. А., Балаев А. П., Вихарев В. А. и др.** Вычислительные стробоскопические осциллографы — новый класс универсальных измерительных приборов. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1983, вып. 4, с. 73.
 166. **Василенко Г. И.** Теория восстановления сигналов. — М.: Сов. радио, 1979.
 167. **Левин Б. Р.** Теоретические основы статистической радиотехники в 3-х т. Т. 1. — М.: Сов. радио, 1974.
 168. **Кей С. М., Мэрпли С. Л.** Современные методы спектрального анализа. — ТИИЭР, 1981, т. 69, № 1, с. 5.
 169. **Radioreflectometer.** — Microwave J., 1980, v. 23, № 10, p. 31.
 170. **Каримбаев Д. Д., Лахтикова В. Г., Приходько Г. Л. и др.** Исследование работы S-диодов в схемах формирования импульсов тока. — Техника средств связи. Сер. РИТ, 1981, вып. 1, с. 72.

Оглавление

Предисловие	3
Глава 1. Исследование объектов во временной области	5
1.1. Специфика исследований во временной области	5
1.2. Принцип импульсного зондирования	9
1.3. Возможности временных методов исследования с помощью пикосекундных импульсов	16
1.3.1. Основные задачи исследований и требования к теории временных методов	16
1.3.2. Проблема выбора моделей при исследованиях объектов импульсами	18
1.3.3. Исследование направляющих систем, радиоустройств и материалов	21
1.3.4. Исследования в свободном пространстве	22
1.3.5. Исследования в оптическом диапазоне	23
1.4. Средства исследований во временной области	24
1.4.1. Импульсные рефлектометры	24
1.4.2. Измерительные системы	26
Глава 2. Видеоимпульсные методы исследования	28
2.1. Задачи, решаемые видеоимпульсным методом	28
2.2. Определение параметров простейших неоднородностей линий передачи	31
2.2.1. Одноэлементные неоднородности	31
2.2.2. Сочетание нескольких неоднородностей	39
2.2.3. Оценка погрешностей измерений параметров простейших неоднородностей и некоторые способы их уменьшения	43
2.3. Определение S-параметров четырехполюсников	51
2.3.1. Методы измерения частотных характеристик с помощью импульсных сигналов	52
2.3.2. Оценка погрешности и вопросы аттестации измерений частотных характеристик импульсным методом	56
2.4. Идентификация параметров моделей объектов	62
2.4.1. Идентификация коэффициентов линейного дифференциального уравнения	62
2.4.2. Определение времени задержки сигналов с помощью преобразования Гильберта	70
2.5. Измерение спектров диэлектрической и магнитной проницаемостей	73
2.6. Исследование объектов в свободном пространстве	80
2.7. Импульсные рефлектометры	85

2.7.1. Специализированные рефлектометрические приборы	86
2.7.2. Рефлектометрические установки на базе отдельных приборов	88
2.7.3. Способы формирования измерительных (зондирующих) сигналов импульсных рефлектометров	90

Глава 3. Радиоимпульсные методы исследования волновых систем 93

3.1. Особенности радиоимпульсного метода измерения параметров объектов в волноводных системах	93
3.2. Параметры объектов в волноводных линиях передачи	96
3.3. Радиоимпульсные рефлектометры	101
3.4. Источники зондирующих радиоимпульсных сигналов	108
3.5. Приемные устройства радиоимпульсных рефлектометров	114
3.6. Радиоимпульсный рефлектометр сантиметрового диапазона	118
3.7. Метрологические особенности радиоимпульсной рефлектометрии	121
3.8. Применение наносекундных радиоимпульсных сигналов для рефлектометрических исследований вне направляющих систем.	130

Глава 4. Импульсные измерения в оптическом диапазоне 136

4.1. Задачи импульсных измерений в оптическом диапазоне	136
4.2. Импульсные измерения в волоконной оптике	138
4.2.1. Методы измерения потерь и оценки неоднородных участков	138
4.2.2. Методы измерения дисперсионных и частотных характеристик волоконных линий связи	148
4.3. Методы измерений расстояний с помощью пикосекундных импульсов	150
4.3.1. Распространение импульсов излучения в свободном пространстве и атмосфере	150
4.3.2. Основные расчетные соотношения	152
4.3.3. Физическая интерпретация расчетных соотношений	155
4.3.4. Погрешность измерения расстояния трехчастотным методом	156
4.4. Импульсный метод анализа состояний атомов и молекул	158
4.5. Формирование импульсов излучения наносекундной и пикосекундной длительности	163
4.5.1. Формирование импульсов излучения на полупроводниковых лазерах	163
4.5.2. Формирование импульсов излучения твердотельными и газовыми лазерами	166
4.5.3. Обеспечение заданного спектрального состава импульсов излучения	170
4.6. Быстродействующие приемные устройства импульсного излучения	171
4.6.1. Сравнительный анализ различных фотоприемных устройств	171
4.6.2. Способы включения фотоприемных устройств в измерительных приборах	174

Глава 5. Автоматизация проведения экспериментов с помощью пикосекундных импульсов	178
5.1. Особенности автоматизации экспериментов, проводимых в пикосекундном диапазоне	178
5.2. Структуры автоматизированных систем для экспериментов с пикосекундными импульсами	181
5.3. Методы и техника записи сигналов в автоматизированных системах для экспериментов с пикосекундными импульсами	189
5.4. Программные средства обработки сигналов и управления в автоматизированных системах измерений	197
5.5. Отображение информации в автоматизированных системах	201
Глава 6. Применение импульсных методов исследований в технике и в научных экспериментах	205
6.1. Измерение параметров широкополосных и СВЧ трактов	205
6.1.1. Исследование однородности кабелей и качества согласования переходов в коаксиальных линиях передачи	205
6.1.2. Измерение потерь в линиях и рассеяния на их внутренних неоднородностях	207
6.1.3. Измерение потерь и задержки в волноводных системах миллиметрового диапазона	209
6.1.4. Измерение малых значений сосредоточенных элементов индуктивности и емкости	210
6.2. Исследование активных и пассивных радиоэлектронных устройств	215
6.3. Определение электрофизических свойств различных материалов и веществ	225
6.3.1. Исследование диэлектрических и магнитных свойств материалов	225
6.3.2. Контроль технологических процессов	226
6.3.3. Применение импульсного метода в биологии и медицине	228
6.4. Исследование антенных систем	229
6.5. Применение пикосекундных импульсов в радиолокационной технике	235
6.5.1. Прямая и обратная задачи радиолокации	235
6.5.2. Видеоимпульсная локация	241
Список литературы	243

*Глеб Викторович Глебович
Александр Владимирович Андриянов
Юрий Владимирович Введенский
Игорь Павлович Ковалев
Владимир Владимирович Крылов
Юрий Александрович Рябинин*

Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов

Редактор **Т. М. Бердичевская**
Обложка художника **И. В. Печенкина**
Художественный редактор **Н. С. Шеин**
Технический редактор **Т. Н. Зыкина**
Корректор **Т. В. Покатова**

ИБ № 3

Сдано в набор 14.12.83 Подписано в печать 15.03.84 Т-06689
Формат 84×108¹/₃₂. Бумага тип. № 3 Гарнитура литерат. Печать высокая
Усл. печ. л. 13,44 Уч.-изд. л. 14,06 Усл. кр.-отт. 13,44 Тираж 4400 экз.
Изд. № 19895. Зак. № 1944. Цена 1 р. 10 к.

Издательство «Радио и связь», 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Московская типография № 4 «Союзполиграфпрома» при Государственном
комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
129041 Москва, Б. Переяславская, 46