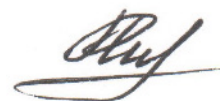


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт сильноточной электроники  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Романченко Илья Викторович

**Генерирование мощных  
наносекундных импульсов  
электромагнитного излучения  
на основе линий с ферритом**

01.04.04 – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант

д.ф.-м.н.

Ростов Владислав Владимирович

Томск – 2019

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Элементы теории нелинейных передающих линий с насыщенным ферритом</b> . . . . .	21
1.1. Система уравнений, описывающих распространение волны в коаксиальной линии с насыщенным ферритом . . . . .	21
1.2. Образование ударной волны в нелинейной линии с насыщенным ферритом без учета дисперсии . . . . .	28
1.3. Дисперсионные соотношения главной волны и частота возбуждаемых колебаний в нелинейной линии в линейном приближении. Условие возбуждения ВЧ колебаний ударным фронтом . .	35
1.4. Модель стационарной волны без учета диссипации. Определение частоты и максимальной мощности возбуждаемых колебаний. . . . .	42
1.5. Нестационарная динамика в длинноволновом приближении. Редуктивный метод возмущений . . . . .	57
1.6. Учет затухания колебаний за счет потерь в ферритах . . . . .	65
1.7. Выводы к первой главе . . . . .	76
<b>Глава 2. Экспериментальное определение параметров нелинейной линии с насыщенным ферритом, обеспечивающих эффективное возбуждение ВЧ колебаний</b> . . . . .	79
2.1. Динамика возбуждения колебаний при распространении высоковольтного импульса по нелинейной линии . . . . .	83
2.2. Влияние коэффициента заполнения ферритом коаксиальной линии на эффективность возбуждения ВЧ колебаний . . . . .	103

2.3.	Выбор высоковольтной изоляции с диэлектрическими свойствами, способствующими эффективному возбуждению ВЧ колебаний . . . . .	110
2.4.	Реализация режима возбуждения обратной волны в системе связанных коаксиальных линий с насыщенным ферритом . . .	114
2.5.	Выводы ко второй главе . . . . .	121
<b>Глава 3. Зависимость частотных характеристик возбуждаемых колебаний от параметров нелинейной линии . . . . .</b>		<b>123</b>
3.1.	Спектральная характеристика возбуждаемых колебаний. Динамика спектра при распространении импульса по нелинейной линии . . . . .	123
3.2.	Зависимость спектра возбуждаемых колебаний от приложенных продольного и азимутального магнитных полей . . . . .	126
3.3.	Частота возбуждаемых колебаний в нелинейных линиях с различными поперечными размерами . . . . .	131
3.4.	Влияние характеристик феррита на частоту возбуждаемых колебаний . . . . .	135
3.5.	Выводы к третьей главе . . . . .	139
<b>Глава 4. Генерирование мощных наносекундных импульсов излучения на основе нелинейных передающих линий . . . . .</b>		<b>141</b>
4.1.	Испытания на ресурс нелинейной линии с насыщенным ферритом. Условия по высоковольтной изоляции . . . . .	142
4.2.	Фильтрация ВЧ компоненты импульса для излучения антенной	146
4.3.	Генератор мощных наносекундных ВЧ импульсов без вывода излучения для изучения эффектов воздействия на биологические объекты . . . . .	151

4.4.	Генераторы мощных наносекундных радиоимпульсов с различными вариантами вывода излучения . . . . .	157
4.5.	Выводы к четвертой главе . . . . .	173
<b>Глава 5. Многоканальные фазированные генераторы мощных СВЧ импульсов на основе линий с ферритом . . . . .</b>		
		175
5.1.	Нелинейная линия с насыщенным ферритом в качестве линии задержки высоковольтного импульса. Закономерности управления задержкой времени пробега высоковольтного импульса по нелинейной линии . . . . .	176
5.2.	Реализация когерентного возбуждения нескольких нелинейных линий. Когерентность и стабильность сложения радиоимпульсов, излученных несколькими каналами. Управление диаграммой направленности излучения . . . . .	178
5.3.	Применение линий с насыщенным ферритом для создания многоканальных генераторов СВЧ импульсов на лампах обратной волны . . . . .	189
5.4.	Выводы к пятой главе . . . . .	194
<b>Заключение . . . . .</b>		197
	Список публикаций по теме диссертации с участием автора . . . . .	198
	Список литературы . . . . .	204
<b>Приложение А. Методика измерений . . . . .</b>		214

# Введение

## **Актуальность темы исследования и степень ее разработанности**

Под нелинейной линией обычно понимают двухпроводную передающую линию, в конфигурацию которой входят материалы с параметрами, зависящими от амплитуды приложенных полей. Первые работы по исследованию распространения электромагнитных волн по нелинейным линиям появились в конце 50-х годов прошлого века вскоре после освоения технологии создания ферритов, материалов с ярко выраженной нелинейностью магнитных характеристик. Уже в самых первых экспериментах по линиям с ферритом было обнаружено то, что впоследствии стали называть ударными электромагнитными волнами (УЭМВ) [1]. Хотя в образовании УЭМВ макроскопические движения среды и изменения ее термодинамического состояния играют второстепенную роль и могут не приниматься во внимание, с обычными ударными волнами УЭМВ объединяют общие свойства математического описания: быстрое изменение поля на некотором движущемся интервале  $\delta$  описывается уравнением более высокого порядка (по сравнению с уравнениями в области вне  $\delta$ ), решение которых по обе стороны  $\delta$  асимптотически стремится к различным значениям, связанными между собой однородными граничными условиями, не зависящими от структуры поля внутри «скачка».

Основы общего теоретического описания процессов, приводящих к формированию УЭМВ, были заложены в начале 60-х в серии публикаций представителей Горьковской научной школы [1–9]. Было показано, что для электромагнитных волн, распространяющихся в нелинейной среде без дисперсии возможно образование разрывов векторов поля [2, 9]. Было исследовано формирование, распространение и взаимодействие таких разрывов [1]. Дальнейшим шагом в построении теории ударных электромагнитных волн стал учет дисперсионных и диссипативных свойств среды [4]. Учет дисперсии в области высоких частот устраняет разрывы в решениях, описывающих

электромагнитные волны в нелинейных средах, и приводит к установлению конечной ширины фронта ударной волны. Таким образом, основные усилия были направлены на исследование ширины и структуры фронта ударной волны в зависимости от конкретного вида дисперсии и диссипации. Было показано, что формирование УЭМВ подчиняется общим закономерностям в зависимости от типа дисперсии передающей линии: пространственной или временной [1, 4]. И уже в тех работах на основе анализа структуры фазовой плоскости волновых уравнений для нелинейной передающей линии с временной дисперсией было указано на возможность возбуждения затухающих несинусоидальных колебаний за фронтом УЭМВ [1]. И хотя на возбуждение затухающих колебаний в передающей линии с насыщенным ферритом, в которой временная дисперсия обусловлена возбуждением гиромагнитной прецессии при импульсном перемагничивании феррита, указывал еще в 1960 году Г. И. Фрейдман [10], первые эксперименты с двухпроводной линией с насыщенным ферритом [11] не подтвердили эту возможность, и идея создать на основе этого эффекта источник радиоимпульсов реализована не была.

Тем не менее, А. М. Белянцевым была проработана и испытана концепция нелинейной линии, позволяющая создать генератор радиоимпульсов [12]. В этой работе была показана возможность прямого эффективного преобразования униполярного импульса в радиоимпульс при его распространении в линии передачи с ферритом при наличии пространственной дисперсии. Необходимым условием эффективной генерации в таких линиях является фазовый синхронизм между ударным фронтом и возбуждаемой им волной. Это условие в случае стационарного фронта ударной волны означает равенство фазовой скорости излучения и скорости стационарного фронта,  $v_r = v_{ph}(\omega)$ . Поскольку групповая скорость излучаемой волны меньше фазовой,  $v_g(\omega) < v_{ph}(\omega)$ , ВЧ энергия оттекает из области фронта со скоростью  $v_r - v_g(\omega)$ , формируя цуг колебаний. Одним из главных достоинств работы [12] стала экспериментальная демонстрация возможности возбуждения большого

числа колебаний в цуге ( $>10$ ) [13]. Пространственная дисперсия в таких системах сформирована посредством перекрестных емкостных связей, т.е. в их основе лежит не эффект гиромагнитной прецессии, а периодическая структура передающей линии. Как отмечается в работе [12], длительность генерируемого радиоимпульса и частота заполнения ограничены ВЧ потерями в передающей линии.

В дальнейшем был выполнен ряд теоретических работ, посвященных возможностям повышения эффективности генерации в таких линиях и расширению частотного диапазона [14–17]. Все эти исследования, включающие в себя главным образом компьютерное моделирование, вылились в создание в 2007 году экспериментального макета источника радиоимпульсов, разработанного группой ученых из Великобритании во главе с Н. Седдоном [18]. Данный источник позволял формировать радиоимпульсы с длительностью 30 нс, мощностью 20 МВт, центральной частотой 1 ГГц на частоте повторений 1 кГц. Также была продемонстрирована электронная перестройка частоты источника около  $\pm 20\%$ . И хотя демонстрация этого источника привлекла внимание исследователей к нелинейным передающим линиям как системам, позволяющим генерировать мощные СВЧ импульсы, дальнейших работ по продвижению излучаемой мощности в субгигваттный диапазон проведено не было, так как с существенным повышением амплитуды высоковольтного импульса сохранение электрической прочности системы оказалось трудно решаемой задачей.

С момента обнаружения эффекта формирования УЭМВ в нелинейных линиях основной прикладной интерес к ним был связан не с генерацией радиоимпульсов, а с задачей обострения высоковольтных импульсов [19]. Основы этого направления были заложены в работах И. Г. Катаева [9]. Наряду с обостряющими разрядниками высокого давления коаксиальные линии с ферритовым заполнением в ненасыщенном состоянии нашли свое применение в импульсной технике [20–28]. В данных системах возбуждение высокочастот-

ных осцилляций за фронтом ударной волны не наблюдались. Фундаментальной причиной этому является отсутствие дисперсии, не связанной с диссипацией [4], т.е. в нелинейной линии с ненасыщенным ферритом дисперсия имеет полностью диссипативную, а потому необратимую природу.

Еще в ранних работах стало ясно, что для возбуждения колебаний ударным фронтом электромагнитной волны в нелинейной линии должна присутствовать дисперсия, связанная с обратимыми процессами. Такой тип дисперсии обеспечивается, когда феррит в нелинейной линии изначально находится в насыщенном состоянии за счет внешнего продольного магнитного поля. Ряд исследований такого типа линий был выполнен в 1990-х годах в группе ученых из Великобритании [29–33]. Эти работы также были проведены в русле обострения высоковольтных импульсов. Было экспериментально показано, что использование подмагничивания внешним продольным полем позволяет в несколько раз сократить длительность ударного фронта и достичь рекордной для тех лет скорости нарастания напряжения до  $\sim 1$  МВ/нс [31]. Также была разработана численная модель, описывающая формирование ударного фронта в ферритовых линиях с подмагничиванием [32, 33]. Эта модель основана на решении телеграфных уравнений вместе с уравнением Ландау-Лифшица (1), т.е. это одномерная модель. Тем не менее, результаты численного моделирования в этой модели хорошо согласуются с экспериментом в широком диапазоне параметров как для MgZn, так и для NiZn ферритов. Как в эксперименте, так и в численном расчете за ударным фронтом наблюдались ВЧ колебания [32]. Однако глубина модуляции колебаний и их число были незначительными, так что говорить о возможности генерации радиоимпульсов не приходилось.

Чтобы достичь заметной энергии в радиоимпульсе, возбуждаемом в ферритовой линии с подмагничиванием, по сравнению с энергией в импульсе накачки, Дж. Доланом и Н. Седдоном было предложено использовать высокочастотный иттрий гранатовый (YIG) феррит [34, 35]. Соответствующие



экспериментальные работы до сих пор имеют закрытый характер. Но как следует из патентов, длительность возбуждаемых радиоимпульсов не превышала нескольких наносекунд. В любом случае, разработанные источники имеют скорее демонстрационное, чем практическое значение, поскольку цена на кольца из YIG феррита даже с миллиметровыми размерами оказывается чрезвычайно большой. Поскольку поток мощности в ферритовых линиях ограничен электрическим пробоем, применение линий с сечением в несколько миллиметров не позволяют рассчитывать на генерируемую ВЧ мощность большую, чем несколько десятков МВт.

Существенным шагом в развитии ферритовых линий с подмагничиванием и первой публикацией по данной тематике в открытой печати стала наша работа [A1], в которой была показана возможность возбуждения ВЧ колебаний с глубокой модуляцией в линии, частично заполненной NiZn ферритом. После этой работы нами был выполнен цикл работ, посвященных всестороннему экспериментальному исследованию этого эффекта и разработке на его основе источников электромагнитного излучения субгигаваттного уровня мощности, что составляет основу данной диссертации. Также эта публикация послужила толчком к проведению исследований описываемого эффекта во многих лабораториях в различных странах мира, включая Великобританию [36], Францию, США [37–43], Китай, Сингапур, Южную Корею [44], Украину [45] и Бразилию [46]. В англоязычной литературе за данным типом нелинейных линий закрепилось название «гиромагнитных», поскольку возбуждение высокочастотных колебаний тока происходит в них за счет возбуждения гиромагнитной прецессии вектора намагниченности насыщенного феррита. Таким образом, актуальность темы исследования в ее экспериментальной части связана прежде всего с изучением особенностей генерирования мощных наносекундных ВЧ импульсов в коаксиальных линиях с насыщенным ферритом и созданием на этой основе мощных источников электромагнитного излучения. Для задач генерирования мощных импульсов излучения

широкое распространение получили приборы релятивистской СВЧ электроники, в том числе релятивистские лампы обратной волны [47], многоволновые СВЧ-генераторы [48], магнетроны [49] и другие приборы с релятивистским электронным пучком [50]. Эти генераторы излучают квазимонохроматические сигналы с энергетикой в импульсе до величин  $\sim 100$  Дж. Другое направление по генерированию мощных электромагнитных импульсов связано с излучением сверхширокополосных (СШП) сигналов при подаче на антенну монополярных и биполярных высоковольтных импульсов [51]. Энергия в импульсе излучения в таких источниках достигает величин  $\sim 1$  Дж. Создание источников излучения на нелинейных линиях с насыщенным ферритом наряду с некоторыми ограничениями, рассмотренными в данной диссертации, расширяет возможности известных источников мощных наносекундных импульсов излучения. Очевидными преимуществами источников мощных радиоимпульсов на основе нелинейных передающих линий с насыщенным ферритом по сравнению с устройствами сильноточной релятивистской электроники являются сочетание высокой генерируемой мощности с относительной компактностью в дециметровом диапазоне длин волн, а также отсутствие попутного рентгеновского излучения. По сравнению с источниками СШП излучения на основе биполярных импульсов, источники на нелинейных линиях с насыщенным ферритом имеют большую плотность спектральной энергии на центральной частоте излучения. Возможность перестройки генерируемой частоты излучения и работы с высокой частотой повторений импульсов делает такие источники востребованными для задач изучения эффектов воздействия мощных электромагнитных импульсов на электронную аппаратуру, полупроводниковые приборы, а также в биологии и медицине. А задача по созданию многоканальных фазированных генераторов мощных СВЧ импульсов на основе линий с ферритом открывает возможности по достижению высоких плотностей мощности в генерируемом излучении, так как во многих случаях предельные мощности единичных СВЧ генераторов ограничены условиями по

электрическому пробою как в электродинамической системе, так и на выходе излучающей антенны.

Нужно сказать, что идея использовать явление гиромагнитной прецессии при импульсном перемагничивании феррита для создания генератора СВЧ импульсов рассматривалась американскими исследователями еще в 60-х годах [52, 53]. В 1959 году Р. Паунд предложил использовать небольшой ферритовый образец в сильном импульсном магнитном поле в качестве когерентного осциллятора для генерации СВЧ импульсов [54]. В работе [53] импульсное возбуждение иттрий-гранатового ферритового образца, нагруженного на прямоугольный волновод, приводило к генерации импульсов мощностью порядка ста ватт длительностью около 1 нс на частоте  $7 \div 9$  ГГц. Несмотря на красоту идеи, ферритовый генератор Паунда дальнейшего развития не получил, что, очевидно, связано с малостью используемых ферритовых образцов и, как следствие, с ограничениями по мощности для таких систем. Помимо генерации СВЧ импульсов, высказывалась идея использовать импульсное перемагничивание насыщенного феррита для формирования осциллирующего поля, ускоряющего электронный пучок [55], но экспериментально реализована эта идея не была. Ферритовый генератор Паунда [54], полосковую линию с насыщенным ферритом, предложенную Фрейдманом [10], формирование осциллирующего поля для ускорения электронного пучка [55], как и коаксиальную линию с насыщенным ферритом [56], рассматриваемую в настоящей диссертации, объединяет один и тот же принцип, лежащий в основе формирования излучения. Во всех этих системах феррит приводится в насыщенное состояние постоянным внешним полем, а затем к ферриту прикладывается импульсное поле, ортогональное постоянному. Ключевым фактором является скорость нарастания импульсного магнитного поля. Если время нарастания импульсного магнитного поля мало по сравнению с временем релаксации феррита, то угол  $\varphi$ , образующийся между направлением суммарного магнитного поля и намагниченностью насыщения феррита,

оказывается большим. При этом вектор магнитного момента начинает равномерно прецессировать относительно направления магнитного поля, излучая энергию сверхвысокой частоты [52]. Время релаксации, или время жизни такого осциллятора, главным образом определяется внутренним затуханием, т.е. «магнитным трением». Хотя фундаментальные представления о механизмах этого «трения» до сих пор не определены [57], его с успехом можно описывать феноменологически, из общих соображений вводя затухающий член в уравнение магнитной прецессии. Необходимо отметить, что магнитные поля, используемые при импульсном перемагничивании феррита с целью возбуждения электромагнитных колебаний, достаточно велики, так что можно пренебречь движением стенок доменов и использовать «макроспиновое» приближение, когда намагниченность вращается как одно целое [58]. Затухающий член в этом приближении обычно записывают в форме уравнения Ландау-Лифшица [59]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{\alpha\gamma}{M_S} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]]. \quad (1)$$

Первое слагаемое в правой части описывает магнитную прецессию, в то время как второе слагаемое отвечает за магнитные потери в феррите и характеризуется феноменологическим коэффициентом затухания  $\alpha$ . В случае малого затухания,  $\alpha \ll 1$ , часто пользуются затухающим членом в форме уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [60, 61]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{M_S} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right]. \quad (2)$$

Поскольку в этом приближении считается, что вектор намагниченности не изменяется по амплитуде,  $|\mathbf{M}| = M_S$ , то траектория вектора намагниченности находится на поверхности сферы. Решением уравнений (1), (2) является траектория в виде спирали на поверхности сферы, двигаясь по которой вектор намагниченности ориентируется по новому направлению поля. Уравнения (1), (2) исследовались многими авторами [62–66]. В общем виде эти

уравнения не интегрируются, кроме того, для различных геометрий ферритовых образцов необходимо учитывать размагничивающие поля [65], так что для всякой новой геометрии эти уравнения необходимо исследовать заново. Для коаксиальной линии с насыщенным ферритом уравнение Ландау-Лифшица можно считать основным, потому что именно оно определяет временную дисперсию системы. Дополнив систему телеграфными уравнениями, можно в одномерном приближении построить описание процессов формирования УЭМВ в нелинейной линии с насыщенным ферритом. Обычно эта система уравнений анализируется численными методами [45, 67], но мы в рамках данной диссертации, поэтапно сокращая количество допущений модели, проведем аналитическое рассмотрение, позволяющее сделать выводы о физике описываемых процессов. Необходимо отметить, что некоторые работы по теоретическому описанию возбуждения колебаний в гиромангнитных линиях с насыщенным ферритом уже были опубликованы как на заре исследований ударных электромагнитных волн [10], так и в недавнее время [68]. Тем не менее целостного теоретического анализа до сих пор проведено не было. Поэтому соответствующее направление теоретического анализа, представленного в данной диссертации, представляется актуальным.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Общей целью диссертационной работы являлось теоретическое и экспериментальное изучение условий для эффективной генерации мощных высокочастотных электромагнитных импульсов на основе нелинейных передающих линий с насыщенным ферритом для создания импульсно-периодических источников излучения. Для достижения этой цели были решены следующие задачи:

1. Экспериментальное определение предельных энергетических параметров радиоимпульсов, которые могут быть получены с использованием эффекта генерации ВЧ колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом.
2. Исследование возможностей перестройки возбуждаемых колебаний

по частоте.

3. Построение теоретической модели, которая на качественном уровне позволяет объяснить наблюдаемые закономерности.

4. Определение условий, в которых феррит может быть использован при высокой частоте повторений импульсов без разрушения электрическим пробоем.

5. Исследование принципиальной возможности параллельного включения нескольких нелинейных линий с целью сфазированного сложения радиоимпульсов и повышения плотности потока мощности пропорционально квадрату числа нелинейных линий.

6. Исследование возможностей электронного управления направлением излучения за счет регулировки скорости волны в дополнительной линии задержки с ферритом.

7. Исследование возможностей использования ферритовых линий в качестве обострителей и регуляторов фазы мощных электронных релятивистских СВЧ генераторов, фаза колебаний в которых фиксируется коротким фронтом питания.

Помимо перечисленных фундаментальных задач, в рамках диссертационной работы решались также и прикладные задачи, связанные с расчетом и проектированием компонентов и узлов, необходимых для создания макетов устройств с выводом излучения.

### **Научная новизна**

Следующие научные результаты были впервые получены в ходе выполнения настоящей диссертационной работы:

1. Показано, что в однородной нелинейной линии с частичным заполнением насыщенным ферритом происходит эффективное возбуждение ВЧ колебаний при распространении по ней монополярного высоковольтного импульса. Максимальная ВЧ мощность достигается для линии длиной около 1 м и с дальнейшим удлинением линии спадает. При мощности монополярного

импульса 3 ГВт пиковая ВЧ мощность достигает 0.7 ГВт. Максимальная длительность цуга ВЧ колебаний также достигается на этой длине и составляет 3-5 нс.

2. Показано, что центральная частота возбуждаемых в гиромагнитной нелинейной линии колебаний может лежать в широких пределах (от 0.6 до 2.5 ГГц) при достижении в линии соответствующей величины азимутального магнитного поля. Было показано, что, изменяя ток подмагничивания (продольное магнитное поле), можно управлять центральной частотой в пределах 15%.

3. Построена аналитическая модель, позволяющая качественно объяснить зависимость частоты возбуждаемых колебаний от магнитных полей на основе уравнения гиромагнитной прецессии и телеграфных уравнений, а также классифицировать нелинейную линию с насыщенным ферритом как среду с кубической нелинейностью, по которой могут распространяться связанные электромагнитно-спиновые волны, при определенных допущениях описываемые модифицированным уравнением Кортевега-де-Вриза-Бюргерса.

4. Показано, что в линии под давлением 14 атм и напряженности электрического поля в масле 300 кВ/см и в феррите 100 кВ/см время жизни ферритов составляет не менее  $3 \cdot 10^6$  импульсов. Достигнута частота следования генерируемых радиоимпульсов субгигаваттного уровня мощности 1000 Гц.

5. Показано, что фаза возбуждаемых колебаний жестко привязана к фронту высоковольтного импульса при достаточной стабильности источника тока для подмагничивания нелинейной линии. Реализованное стандартное отклонение задержки радиоимпульса между каналами составляет около 3 пс при полном разбросе 20 пс. Продемонстрировано четырехкратное (для двухканальной системы) и шестнадцатикратное (для четырехканальной системы) увеличение плотности потока мощности излучения многоканальных генераторов.

6. Показано, что регулировка тока подмагничивания в дополнительной

линии задержки с ферритовым заполнением позволяет перемещать максимум диаграммы направленности излучения сначала с использованием двух-, а затем четырех-канального генератора на нелинейных линиях.

7. Показано, что обострение высоковольтных импульсов и регулирование времени задержки в ферритовой линии позволяет создать двухканальные и четырехканальные СВЧ источники экстремально высокой интенсивности электромагнитных полей с управляемой разностью фаз между каналами с пикосекундной стабильностью.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Исследования закономерностей преобразования энергии высоковольтного видеоимпульса в радиоимпульс в коаксиальной линии с насыщенным ферритом заложили основу для создания нового типа импульсно-периодических источников мощных радиоимпульсов. Экспериментально найдены оптимальные параметры нелинейных линий с ферритом, позволившие реализовать источники радиоимпульсов с эффективным потенциалом излучения несколько сотен киловольт и длительностью несколько наносекунд на частоте около от 0.6 до 2.5 ГГц с шириной спектра около 0.5 ГГц по уровню -10 дБ. Разработаны макеты импульсно-периодических источников наносекундных радиоимпульсов с линейной и эллиптической поляризацией излучения. Максимальный энергетический КПД преобразования высоковольтного импульса в излучения составил около 10%, а КПД преобразования по пиковой мощности достигал 28%. Проведенные исследования по созданию многоканальных СВЧ генераторов закладывают основы для создания фазированных антенных решеток на их основе.

Ряд источников радиоимпульсов, изготовленных на основе результатов диссертационной работы, был передан отечественным и зарубежным заказчикам из исследовательских центров Южной Кореи, Франции, Китая и Сингапура. Также генерируемые наносекундные ВЧ импульсы были применены для исследований по воздействию на некоторые биологические объекты.



## **Методология и методы исследования**

Проведенные в рамках диссертационной работы исследования носят главным образом экспериментальный характер. Проведенные экспериментальные работы были связаны с измерением наносекундных высоковольтных импульсов, импульсов излучения и их последующей обработкой. Методика измерений описана в Приложении А (см. стр. 214). Методика теоретического анализа включала в себя решение уравнений в частных производных, а также редуцированный метод возмущений [69].

### **Положения, выносимые на защиту**

1. В приближении стационарной волны система уравнений для главной ТЕМ-волны в коаксиальной линии с насыщенным ферритом без учета затухания сводится к уравнению Дуффинга для консервативного осциллятора с кубической нелинейностью для пропорционально связанных между собой азимутальных компонент намагниченности и магнитного поля. Решения этого уравнения имеют вид кноидальных волн, частоты которых возрастают с амплитудой высоковольтного импульса и спадают при увеличении поля подмагничивания. При этом максимальная амплитуда первого пика возбуждаемых затухающих колебаний не превышает  $\sqrt{2}$  от амплитуды падающего импульса.

2. Эффективность возбуждения ВЧ колебаний в линии с ферритом имеет максимум в зависимости от поля подмагничивания. В слабом магнитном поле эффективность снижается, так как перестают выполняться условия для насыщения феррита и возбуждения гиромагнитной прецессии. В сильном магнитном поле эффективность снижается из-за роста потерь в феррите.

3. При распространении высоковольтного импульса по нелинейной линии с насыщенным ферритом сначала происходит обострение фронта импульса примерно до половины периода возбуждаемых колебаний, и лишь затем происходит нарастание колебаний с насыщением на длине до 1 м. При этом пиковая мощность на выходе нелинейной линии достигает величины, вдвое

превышающей мощность падающего импульса, а длительность цуга возбуждаемых колебаний не превышает  $3 \div 5$  нс из-за потерь в феррите. Наиболее эффективное возбуждение ВЧ колебаний достигается в диапазоне коэффициентов заполнения зазора коаксиальной линии ферритом  $0.4 \div 0.6$ .

4. Нелинейная передающая линия с насыщенным ферритом при питании высоковольтным импульсом с наносекундным фронтом представляет собой источник мощных ВЧ колебаний в дециметровом диапазоне длин волн с частотой, перестраиваемой за счет изменения амплитуды высоковольтного импульса и поля подмагничивания. Ширина полосы возбуждаемых колебаний по уровню  $-10$  дБ составляет около  $0.5$  ГГц. Диапазон перестройки частоты током подмагничивания составляет около  $15\%$  по уровню  $-3$  дБ. Зависимость центральной частоты колебаний от внешнего продольного поля является спадающей. Оптимальные поля подмагничивания для NiZn ферритов серии ВНП лежат в диапазоне  $30 \div 50$  кА/м. Диапазону азимутального магнитного поля  $10 \div 100$  кА/м, создаваемому в феррите высоковольтным импульсом, соответствует диапазон центральной частоты генерации от  $0.6$  ГГц до  $2.5$  ГГц. Зависимость центральной частоты колебаний от азимутального поля является нарастающей.

5. На основе возбуждения мощных ВЧ колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом созданы источники наносекундных радиоимпульсов с эффективным потенциалом излучения в несколько сотен киловольт при максимальном энергетическом КПД до  $10\%$  и частоте повторений импульсов до  $1000$  Гц. Ресурс работы ферритов в таких источниках составляет не менее  $3 \cdot 10^6$  импульсов при напряженности электрического поля в феррите до  $100$  кВ/см. В источнике мощных радиоимпульсов на основе гиромангнитной нелинейной линии с использованием сверхширокополосной комбинированной излучающей антенны достигнут коэффициент перекрытия диапазона частот излучения около двух, что сопровождается изменением эффективного потенциала излучения примерно в три раза.

6. Управление сдвигом фазы между каналами в многоканальных источниках излучения на основе гиромагнитных нелинейных линий, а также на основе релятивистских ламп обратной волны достигается за счет изменения длительности фронта падающего высоковольтного импульса и времени его задержки при изменении поля подмагничивания в линии с ферритом. В этих источниках достигнуто синфазное сложение, управление диаграммой направленности излучения и наращивание плотности потока мощности излучения в главном направлении диаграммы пропорционально квадрату числа каналов при стандартном отклонении фазы колебаний между каналами на уровне единиц процентов.

#### **Степень достоверности и апробация результатов.**

Описанные в диссертации научные результаты докладывались на различных конференциях и симпозиумах: 35-й международной конференции IEEE по науке о плазме — ICOPS 2008 (Карлсруэ, Германия), 16-й Саратовской зимней школе-семинаре по СВЧ-электронике и радиофизике 2009, международных конференциях IEEE по мощной импульсной энергетике — RPS (Чикаго, США, 2011 г.; Сан-Франциско, США, 2013 г.), международных симпозиумах по сильноточной электронике — ISHCE (2010 г., 2012 г., 2014 г., 2016 г., Томск, Россия), 14-й международной конференции IEEE по импульсным модуляторам и высокому напряжению — IPMNVС 2014 (Санта Фе, США, 2014 г.), Евро-Азиатских конференциях по мощной импульсной энергетике — EAPPS (Лиссабон, Португалия, 2016 г.; Чанша, Китай, 2018 г.), 2-м всемирном конгрессе по электропорации (Норфолк, США, 2017 г.).

#### **Публикации.**

Материалы диссертации опубликованы в 34 печатных работах, из них 23 статьи в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК [А1–А23], и 11 статей в сборниках трудов конференций [А24–А34].

#### **Личный вклад автора.**

Основная часть результатов, представленных в диссертации, получена

автором лично (Главы 1–3). В экспериментах по генерации радиоимпульсов с перестраиваемым спеткром излучения (Глава 4, п. 4.4) была применена комбинированная СШП антенна, разработанная в Лаборатории высокочастотной электроники ИСЭ СО РАН (к.ф.-м.н. Ю. А. Андреев). Экспериментальная часть исследований процессов генерации радиоимпульсов в четырехканальном источнике на нелинейных линиях выполнена автором диссертации совместно с коллективом Лаборатории электронных ускорителей ИЭФ УрО РАН (Глава 5, п. 5.2). В экспериментах с релятивистскими СВЧ генераторами (Глава 5, п. 5.3), проведенных с многоканальными макетами источников излучения в ИСЭ СО РАН (частота 10 ГГц) и в ИЭФ УрО РАН (частота 37 ГГц), участие автора относится главным образом к линиям с ферритом.

#### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, приложения по методике измерений и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 220 страниц, включая 163 рисунка. Список литературы включает 137 наименований на 16 страницах.

## Элементы теории нелинейных передающих линий с насыщенным ферритом

### 1.1. Система уравнений, описывающих распространение волны в коаксиальной линии с насыщенным ферритом

Рассмотрим динамику электромагнитной волны и волны намагниченности в коаксиальной линии с насыщенным ферритом в приближении однородной структуры волн относительно угловой координаты  $\varphi$ . При этом мы ограничимся учетом только ТЕМ-волны и пренебрежем учетом высших типов волн, поскольку теоретический анализ динамики ТЕМ-волны представляется более простым и позволяет сделать важные выводы о природе возбуждаемых колебаний. Итак, в приближении возбуждения только ТЕМ-волны для высоковольтного импульса, бегущего по коаксиальной линии с насыщенным ферритом, можно записать полную систему самосогласованных уравнений. Для того, чтобы в явном виде рассмотреть все допущения модели, в данном параграфе запишем подробный вывод самих уравнений.

Система уравнений описывает волновые процессы в ферритовой линии, коаксиальная геометрия которой изображена на Рис. 1.1.

Здесь введены следующие обозначения:

$R_1$  — радиус внутреннего проводника,

$R_2$  — радиус внешнего проводника,

$r_1$  — внутренний радиус феррита,

$r_2$  — внешний радиус феррита,

$\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость изоляции,

$\epsilon_m$  — диэлектрическая проницаемость феррита,

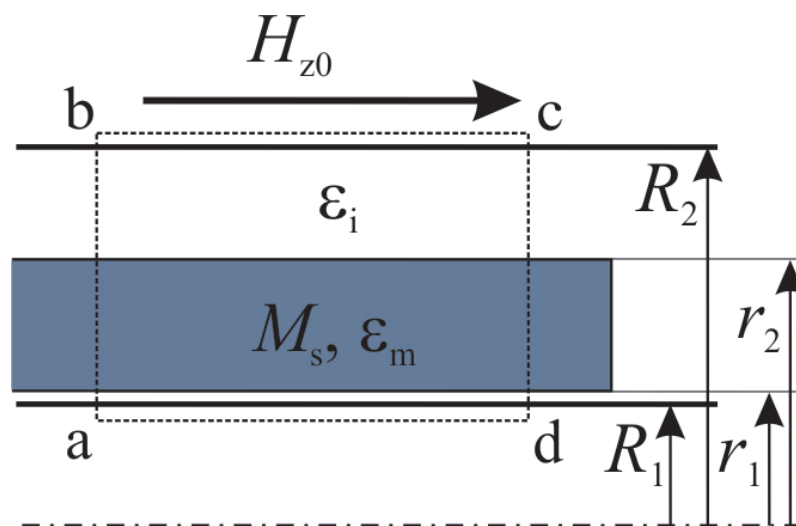


Рис. 1.1. Геометрия коаксиальной линии с ферритовым заполнением.

$M_s$  — намагниченность насыщения,

$H_{z0}$  — поле подмагничивания.

Частный характер геометрии состоит в том, что внутренний радиус феррита и радиус внутреннего проводника совпадают. Отказ от рассмотрения более общего случая связан с тем, что только такая геометрия исследовалась в эксперименте. Геометрия представляет собой коаксиальную линию. Основными параметрами коаксиальной линии являются емкость и индуктивность единицы длины линии.

### **Индуктивность и емкость единицы длины линии**

Нелинейность линии имеет магнитную природу. Ясно, что она должна входить в индуктивность линии. Как будет показано в дальнейшем, нелинейность входит в индуктивность линии аддитивным образом. Это позволяет выделить линейную составляющую индуктивности единицы длины линии без учета магнитных свойств:

$$L_0 = \frac{\mu_0 \ln(R_2/R_1)}{2\pi}, \quad (1.1)$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума.

Емкость единицы длины линии рассчитывается как емкость трех цилиндрических емкостей, включенных последовательно:

$$\frac{1}{C_0} = \frac{1}{C_{i1}} + \frac{1}{C_m} + \frac{1}{C_{i2}}. \quad (1.2)$$

Вводя величину эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$ , из уравнения (1.2) следует формула для емкости единицы длины линии:

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_{eff}}{\ln(R_2/R_1)}, \quad \epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_i\epsilon_m \ln(R_2/R_1)}{\epsilon_i \ln(r_2/r_1) + \epsilon_m [\ln(R_2/r_2) + \ln(r_1/R_1)]}. \quad (1.3)$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Необходимо отметить, что в комбинированной линии, показанной на Рис. 1.1, ТЕМ-волна бежит с одинаковой скоростью по обоим диэлектрическим слоям. Это вызвано тем, что по границе, разделяющей диэлектрические слои, не может бежать поверхностный заряд, обеспечивающий существование двух волн с разными скоростями. По этой причине сигнал на входе в комбинированную линию делится по емкостям, а не по волновым сопротивлениям.

### Телеграфные уравнения

Заряд на проводниках, отнесенный к единице длины линии  $\kappa(z, t)$ , связан с током  $J(z, t)$ , текущим через поперечное сечение линии, уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial J}{\partial z} + \frac{\partial \kappa}{\partial t} = 0. \quad (1.4)$$

Учитывая, что разность потенциалов

$$U(z, t) = \kappa(z, t) / C_0, \quad (1.5)$$

получаем первое уравнение:

$$\frac{\partial J}{\partial z} = -C_0 \frac{\partial U}{\partial t}. \quad (1.6)$$

Это уравнение справедливо, пока остается в силе уравнение (1.5), т.е. пока можно оперировать понятием емкости единицы длины линии. Другими словами, уравнение (1.6) справедливо в той мере, в какой разность потенциалов

в некотором сечении линии определяется зарядом, находящемся в этом сечении. Последнее выполняется с хорошей точностью, когда разность радиусов внешнего и внутреннего коаксиалов передающей линии много меньше длины волны. В проведенных экспериментах это условие было выполнено.

Второе уравнение получается после интегрирования по сечению  $abcd$  (см. Рис. 1.1) левой и правой частей уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}. \quad (1.7)$$

Здесь вектор намагниченности отличен от нуля только в феррите. Вектор напряженности электрического поля равен нулю внутри металла в пренебрежении омическими потерями. Интеграл от правой части уравнения (1.7) представляет собой убыль магнитного потока через поперечное сечение коаксиальной линии:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint (\mu_0 H_\varphi + M_\varphi) dr dz, \quad (1.8)$$

$$\int_a^b E_r dr - \int_d^c E_r dr = -V(z) + V(z + \Delta z) = \left( -L_0 \frac{\partial J_z}{\partial t} - b \frac{\partial \overline{M_\varphi}}{\partial t} \right) \Delta z. \quad (1.9)$$

Здесь  $\overline{M_\varphi} = \int_{r_2}^{r_1} M_\varphi dr / b$  — среднее значение азимутальной компоненты намагниченности по радиусу феррита,  $b = r_2 - r_1$  — толщина ферритового заполнения по радиусу. В дальнейшем в тексте диссертации для простоты знак усреднения над  $M_\varphi$  будет опущен. В уравнении (1.8) использовано определение для индуктивности  $\iint \mu_0 H_\varphi = L_0 J_z$ , из которого получается формула (1.1). Таким образом, второе телеграфное уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L_0 \frac{\partial J_z}{\partial t} - b \frac{\partial M_\varphi}{\partial t}. \quad (1.10)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (1.10) соответствует линейной составляющей магнитного потока, а вторая — нелинейной. Нелинейность следует из того, что азимутальная компонента намагниченности связана с током и другими компонентами намагниченности системой нелинейных уравнений.



## Компоненты напряженности магнитного поля

Для получения z-компоненты напряженности магнитного поля  $H_z$  необходимо проинтегрировать уравнение (1.7) по сечению коаксиала, показанного на Рис. 1.2.

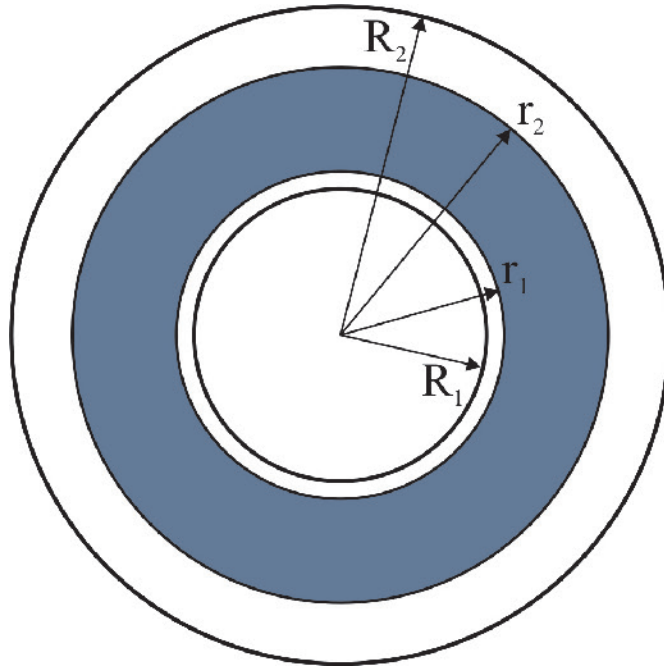


Рис. 1.2. Сечение коаксиальной линии с ферритовым заполнением.

Внешнее поле считается постоянным и равным  $H_{z0}$ . В пренебрежении омическими потерями толщина скин-слоя стремится к нулю и переменное магнитное поле существует только в области между внешним радиусом  $R_2$  и внутренним радиусом  $R_1$  коаксиала. Поэтому интегрирование производится только в этой области:

$$\oint E dl = -\frac{\partial}{\partial t} \{ \mu_0 H_z \pi (R_2^2 - R_1^2) + M_z \pi (r_2^2 - r_1^2) \} = 0. \quad (1.11)$$

Уравнение (1.11) выражает закон сохранения z-компоненты магнитного потока в сечении передающей линии. В исходном состоянии  $M_z = M_s$ ,  $H_z = H_{z0}$ , откуда следует:

$$\mu_0 H_z \pi (R_2^2 - R_1^2) + M_z \pi (r_2^2 - r_1^2) = \mu_0 H_{z0} \pi (R_2^2 - R_1^2) + M_s \pi (r_2^2 - r_1^2). \quad (1.12)$$

Таким образом, для z-компоненты поля получается следующее выражение:

$$H_z = H_{z0} + \frac{M_s}{\mu_0} \frac{r_2^2 - r_1^2}{R_2^2 - R_1^2} (1 - m_z), \quad (1.13)$$

где используется нормировка  $m_{r,\theta,z} = M_{r,\theta,z}/M_s$ .

Радиальная компонента магнитного поля  $H_r$  появляется при ненулевом значении радиальной компоненты намагниченности в качестве размагничивающего поля:

$$H_r = -\frac{N_r}{\mu_0} M_r, \quad (1.14)$$

где  $N_r$  — размагничивающий фактор. Как известно, размагничивающий фактор тонкой пленки, намагниченной перпендикулярно поверхности, равен 1, для шара —  $1/3$ , а для протяженного стержня, намагниченного вдоль своей оси, размагничивающий фактор равен нулю [70]. Расчет радиального размагничивающего фактора для феррита в коаксиальной передающей линии представляется нетривиальной задачей, поскольку невозможно намагнитить полый цилиндр в радиальном направлении. Радиальная компонента намагниченности появляется только за счет прецессии вектора намагниченности. Поэтому в рамках данной диссертации мы рассмотрим два предельных случая, когда  $N_r = 1$  и  $N_r = 0$ .

Азимутальная компонента напряженности магнитного поля создается протекающим по линии током:

$$H_\varphi(r, z, t) = \frac{J(z, t)}{2\pi r} \quad (1.15)$$

Поскольку под намагниченностью в дальнейшем будет пониматься ее усредненное значение по толще феррита, то естественно  $H_\varphi$  также усреднить по радиусу. Опуская черту над  $H_\varphi$ , получим:

$$H_\varphi = \frac{J \ln(r_2/r_1)}{2\pi(r_2 - r_1)}. \quad (1.16)$$

Итак, в общем случае, с учетом так называемых «индуцированных» полей (1.13), (1.14), (1.16), магнитное поле имеет все три компоненты:  $\mathbf{H} = \mathbf{e}_z H_z + \mathbf{e}_\theta H_\theta + \mathbf{e}_r H_r$ .

Компоненты вектора намагниченности в общем случае, когда учитывается затухание в феррите, удовлетворяют уравнению Ландау-Лифшица (1). Для удобства запишем здесь его снова:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] - \frac{\alpha\gamma}{M_S} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]]. \quad (1.17)$$

Второе слагаемое в правой части отвечает за магнитные потери в феррите и характеризуется феноменологическим коэффициентом затухания  $\alpha$ . Или отдельно для каждой компоненты:

$$\frac{\partial M_r}{\partial t} = -\gamma (M_\varphi H_z - M_z H_\varphi) - \frac{\alpha\gamma}{M_S} \left\{ M_\varphi (M_r H_\varphi - M_\varphi H_r) - M_z (M_z H_r - M_r H_z) \right\}, \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\gamma (M_z H_r - M_r H_z) - \frac{\alpha\gamma}{M_S} \left\{ M_z (M_\varphi H_z - M_z H_\varphi) - M_r (M_r H_\varphi - M_\varphi H_r) \right\}, \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = -\gamma (M_r H_\varphi - M_\varphi H_r) - \frac{\alpha\gamma}{M_S} \left\{ M_z (M_z H_r - M_r H_z) - M_\varphi (M_\varphi H_z - M_z H_\varphi) \right\}. \quad (1.20)$$

Эти три уравнения имеют интеграл движения, которым является амплитуда вектора намагниченности:

$$M_r^2 + M_\varphi^2 + M_z^2 = M_S^2 \quad (1.21)$$

Таким образом, пять неизвестных  $U$ ,  $J$ ,  $M_r$ ,  $M_\varphi$  и  $M_z$  связаны пятью уравнениями (1.6), (1.10), (1.18), (1.19), (1.20). Следовательно, если эта полная система самосогласованных уравнений имеет решение, то оно единственно. Нелинейный характер этой системы уравнений обусловлен уравнением Ландау-Лифшица, а именно членами вида  $M_i H_j$ . Решение этой системы в аналитическом виде невозможно, поэтому в следующих разделах рассматриваются частные решения, соответствующие определенным упрощениям.

## 1.2. Образование ударной волны в нелинейной линии с насыщенным ферритом без учета дисперсии

Традиционно начнем рассмотрение УЭМВ в нелинейной линии с насыщенным ферритом с наиболее простого случая, когда связь между значением тока, протекающего по линии  $J$ , и намагниченностью  $\mathbf{M}$  является квазистатической. Этот случай, вообще говоря, соответствует достаточно медленным процессам в масштабах времени релаксации гиромагнитной прецессии, но именно он позволяет в аналитическом виде описать формирование разрывов на фронте импульса тока. Поскольку мы рассматриваем линию с насыщенным ферритом, то речь идет о квазистатической связи между током и некоторым углом  $\varphi$ , на который отклоняется намагниченность из исходного продольного направления, не изменяя своей амплитуды. Пренебрежение возбуждением гиромагнитной прецессии в этом случае означает отсутствие временной дисперсии, связанной с периодом прецессии.

Итак, квазистатическое приближение подразумевает, что вектор намагниченности в каждый момент времени успевает выстраиваться вдоль действующего магнитного поля. Магнитное поле в свою очередь складывается из двух составляющих: продольного магнитного поля  $H_z$  (1.13), которое создается током подмагничивания в соленоиде  $H_{z0}$  и токами Фуко за счет изменяющегося магнитного потока, и азимутального магнитного поля  $H_\varphi$  (1.16), которое создается бегущим по линии высоковольтным импульсом. Результирующее поле определяется как

$$H_\Sigma = \sqrt{H_\varphi^2 + H_z^2}. \quad (1.22)$$

Для удобства приведем магнитные поля и компоненты вектора намагниченности к безразмерному виду:

$$h_i = \frac{\mu_0 H_i}{M_S}, \quad m_i = \frac{M_i}{M_S}. \quad (1.23)$$

Тогда уравнение (1.13) можно переписать в виде:

$$h_z = h_{z0} + \chi(1 - m_z), \quad (1.24)$$

где коэффициент заполнения ферритом коаксиала  $\chi$  определяется выражением:

$$\chi = \frac{r_2^2 - r_1^2}{R_2^2 - R_1^2}. \quad (1.25)$$

Случай коллинеарности векторов намагниченности и результирующего магнитного поля соответствует тому, что их азимутальные и продольные компоненты относятся друг ко другу, как тангенс угла  $\varphi$ , на который отклонился вектор намагниченности:

$$\operatorname{tg} \varphi \equiv \frac{m_\varphi}{m_z} = \frac{h_\varphi}{h_{z0} + \chi(1 - m_z)}. \quad (1.26)$$

Уравнение (1.26) вместе с условием насыщения феррита:

$$m_\varphi = \sqrt{1 - m_z^2} \quad (1.27)$$

позволяют при фиксированном внешнем магнитном поле  $h_{z0}$  рассчитать продольную компоненту намагниченности  $m_z$  для каждого мгновенного значения  $h_\varphi$ , которое имеет смысл нормированного тока в импульсе, а также результирующее магнитное поле  $h_\Sigma$ . При этом, поскольку подстановка (1.27) в уравнение (1.26) позволяет переписать его относительно  $m_z$  как уравнение четвертого порядка, его решение можно записать в аналитическом виде. Из-за его громоздкости мы не будем здесь его приводить. Также уравнение (1.26) в силу (1.7) можно переписать в виде:

$$\frac{m_\varphi}{h_\varphi} = \frac{m_z}{h_{z0} + \chi(1 - m_z)} \equiv \mu - 1, \quad (1.28)$$

где относительная магнитная проницаемость феррита  $\mu$  определяется уравнением:

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H}. \quad (1.29)$$

Если теперь записать синус угла, на который отклонился вектор намагниченности:

$$\sin \varphi \equiv \frac{M_\varphi}{M_S} \equiv m_\varphi = \frac{h_\varphi}{h_\Sigma}, \quad (1.30)$$

то можно найти связь между магнитной проницаемостью феррита  $\mu$  и результирующим магнитным полем  $h_\Sigma$  в квазистатическом приближении:

$$\mu = 1 + \frac{1}{h_\Sigma}. \quad (1.31)$$

Возвращаясь ко второму телеграфному уравнению (1.10), в его правой части можно выразить азимутальную компоненту намагниченности  $M_\varphi$  через ток  $J$  с учетом уравнений (1.16), (1.23) и (1.30). Тогда система телеграфных уравнений примет вид:

$$\frac{\partial J}{\partial z} = -C_0 \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L_\mu \frac{\partial J}{\partial t}, \quad (1.33)$$

где индуктивность  $L_\mu$  является функцией тока  $J$ , которую можно записать следующей формулой, используя соотношение (1.31):

$$L_\mu(J) = \mu_{eff}(J) L_0, \quad (1.34)$$

$$\mu_{eff}(J) = 1 + \frac{\lambda}{h_\Sigma(J)}, \quad (1.35)$$

$$\lambda = \frac{\ln(r_2/r_1)}{\ln(R_2/R_1)}, \quad (1.36)$$

где  $h_\Sigma(J)$  есть решение уравнения (1.26), а  $\mu_{eff}(J)$  — эффективная магнитная проницаемость нелинейной линии, которая отличается от магнитной проницаемости феррита (1.31) наличием множителя  $\lambda$ , причем  $\lim_{r_2 \rightarrow r_1} \lambda = 0$ . Из уравнения (1.34), в частности, видно, что в пределе бесконечно тонкого феррита  $\lim_{r_2 \rightarrow r_1} L_\mu = L_0$ . Систему уравнений (1.32) и (1.33) можно привести к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 J}{\partial z^2} - \frac{1}{v_\mu^2} \frac{\partial^2 J}{\partial t^2} = 0, \quad (1.37)$$

которое можно записать в виде двух уравнений для волн, бегущих в прямом и в обратном направлениях:

$$\frac{\partial J}{\partial t} + v_{\mu}(J) \frac{\partial J}{\partial z} = 0, \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial J}{\partial t} - v_{\mu}(J) \frac{\partial J}{\partial z} = 0, \quad (1.39)$$

где скорость волны  $v_{\mu}(J)$  зависит от мгновенного значения тока как

$$v_{\mu}(J) = \frac{v_{\varepsilon}}{\sqrt{\mu_{eff}(J)}}, \quad (1.40)$$

где  $v_{\varepsilon} = 1/\sqrt{L_0 C_0}$  — скорость волны в линии без учета ее магнитных свойств.

Уравнение (1.38) хорошо изучено и допускает решение в виде простой волны (решение Римана):  $J(z, t) = f(z - v_{\mu}(J)t)$ . Каждая точка профиля простой волны движется вдоль характеристики с постоянной скоростью, зависящей от величины тока в данной точке:

$$\frac{dz}{dt} = v_{\mu}(J). \quad (1.41)$$

Таким образом, для нахождения решения уравнения (1.38) необходимо задать начальные или граничные условия и построить для них характеристики. С точки зрения эксперимента и его интерпретации более удобно задать начальные условия для тока в некотором сечении линии, поскольку это соответствует измерению осциллограммы в этом сечении:

$$t(z = 0) = \tau, \quad (1.42)$$

$$J(z = 0, t) = J(\tau). \quad (1.43)$$

Тогда решение уравнения (1.26) относительно  $h_{\Sigma}$  для данного граничного условия для тока позволяет записать начальное условие для скорости волны:

$$v_{\mu}(z = 0, t) = 1/f(\tau), \quad (1.44)$$

где функция  $f(\tau)$  определяется как

$$f(\tau) = \frac{1}{v_{\mu}(J(\tau))}. \quad (1.45)$$

В этом случае уравнение характеристик приобретает вид:

$$t = \tau + f(\tau)z. \quad (1.46)$$

Таким образом, для заданного падающего импульса  $J(\tau)$  мы имеем параметрическое представление для осциллограммы тока в произвольном сечении линии  $z > 0$  —  $\{J(\tau), t(\tau)\}$ , определяемое уравнениями (1.43) и (1.46).

В качестве иллюстрации рассмотрим динамику модельного высоковольтного импульса, бегущего по нелинейной передающей линии с насыщенным ферритом в описанном выше квазистатическом приближении. Выберем параметры импульса, подмагничивания, а также безразмерные параметры нелинейной линии, характерные для оптимальных экспериментальных условий [A1]: безразмерное поле подмагничивания  $h_{z0} = 0.14$ , безразмерная амплитуда бегущего импульса  $h_{\varphi} = 0.18$  и коэффициент заполнения  $\chi = 0.31$ . Далее в этой главе данные параметры будут использоваться как типовые для последующих рисунков. Решая уравнение (1.26) для падающего от генератора импульса, заданного в сечении нелинейной передающей линии  $z = 0$  как показано на Рис. 1.4, можно получить профиль скорости (1.45), соответствующей каждой точке падающего импульса, Рис. 1.3.

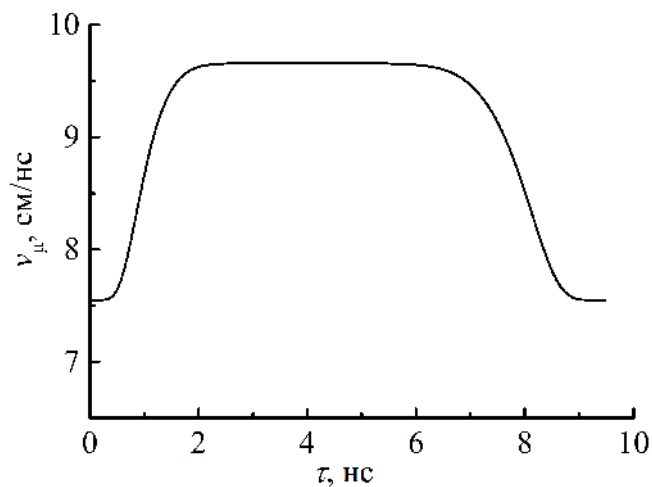


Рис. 1.3. Профиль скорости  $v_{\mu}$  (1.45), соответствующей каждой точке падающего импульса в сечении  $z = 0$  как на Рис. 1.4. Параметры нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ .



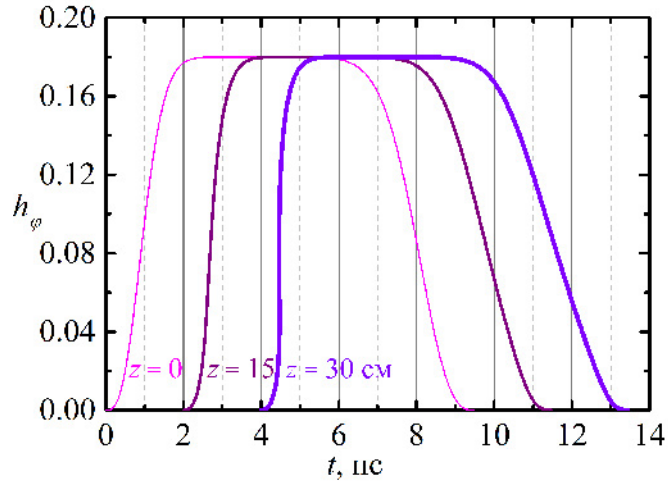


Рис. 1.4. Формирование ударной волны в нелинейной линии без дисперсии в трех сечениях. Параметры нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ .

На Рис. 1.4 также изображены осциллограммы импульса в сечениях  $z = 15$  см и  $z = 30$  см, построенные на основе решения (1.46). Согласно методу характеристик [71] для граничных условий в виде заданной осциллограммы тока (1.43), разрыв формируется для части импульса, где производная  $f'(\tau)$  отрицательна, и достигается на расстоянии, на котором  $|f'(\tau)|$  принимает максимальное значение. Это расстояние определяется формулой [71]:

$$l_{sh} = -\frac{1}{f'_{\max}}, \quad (1.47)$$

Для граничных условий, соответствующих Рис. 1.4, учитывая сложность аналитического выражения для решения  $f(\tau)$ , величина  $l_{sh}$  может быть определена графическим способом на основе графика для  $f'(\tau)$ , Рис. 1.5.

Полученное таким способом значение для  $l_{sh}$  составляет  $\sim 30$  см, что иллюстрирует Рис. 1.4. Однако, поскольку обычно  $|f'(\tau)|$  принимает максимальное значение при  $m_z \approx 1$  и  $m_{\varphi} \ll 1$ , то можно провести линеаризацию уравнения (1.26) по параметру малости  $m_{\varphi}$ . Тогда решение (1.26) позволяет найти  $f'_{\max}$  в форме, более удобной для записи. Приближенно выражение для длины нелинейной линии с насыщенным ферритом, на которой формируется разрыв, в соответствии с этим решением можно записать в виде

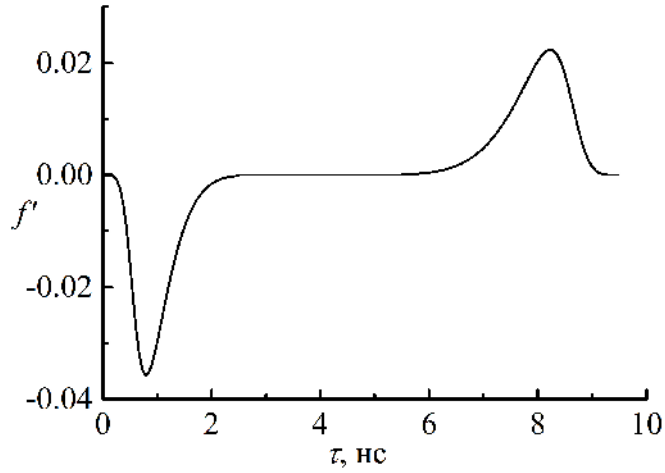


Рис. 1.5. Производная функции  $f(\tau)$  (1.45) для падающего импульса в сечении  $z = 0$  как на Рис. 1.4.

$$l_{sh} \approx \tau_r v_\epsilon \frac{\mu_0 H_{z0}^2 3 \sqrt{1 + \lambda M_S / \mu_0 H_{z0}}}{\lambda M_S H_\phi}, \quad (1.48)$$

где  $\tau_r$  — длительность фронта падающего импульса. Необходимо отметить, что данная формула достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты по обострению высоковольтных импульсов [A21]. Приведенное приближенное решение для  $l_{sh}$  обратно пропорционально  $H_\phi$ , поскольку при заданной длительности падающего импульса рост амплитуды приводит к еще большей разности между скоростью основания и вершины импульса. Это отличается от случая нелинейной передающей линии с ненасыщенным ферритом, где соответствующая формула для  $l_{sh}$  имеет вид [A2]

$$l_{sh} \approx \tau_r v_\epsilon \frac{\mu_0 H_\phi}{\eta M_S (1 - m_0)}, \quad (1.49)$$

где  $\eta = (r_2 - r_1)/(R_2 - R_1)$ . В этом случае  $l_{sh}$  пропорционально  $H_\phi$ , поскольку обострение имеет полностью диссипативную природу, а энергия, необходимая для перемагничивания единицы объема феррита, ограничена, и с возрастанием амплитуды импульса необходимо увеличивать длину нелинейной линии.

В действительности, формирование разрыва в нелинейной линии с насыщенным ферритом ограничено временной дисперсией, из-за которой направ-

ление намагниченности определяется не только магнитным полем в данный момент времени, но и во все предыдущие моменты времени. За это отвечает главным образом первый член в правой части уравнения Ландау-Лифшица 1.17, связанный с возбуждением гиромагнитной прецессии. В строгом смысле дисперсионные соотношения записываются для гармонических волн, что подразумевает линеаризацию исходных уравнений. В следующем разделе рассмотрим дисперсионное соотношение для главной волны в коаксиальной линии с насыщенным ферритом.

### **1.3. Дисперсионные соотношения главной волны и частота возбуждаемых колебаний в нелинейной линии в линейном приближении. Условие возбуждения ВЧ колебаний ударным фронтом**

Рассмотрим линейную задачу о распространении гармонической волны с циклической частотой  $\omega$  и продольным волновым числом  $k$  по линии с подмагничиванием, по которой бежит высоковольтный импульс заданной амплитуды неограниченной длительности, т.е. будем рассматривать распространение линейных гармонических волн за ударным фронтом. В этом случае средняя за период намагниченность феррита направлена вдоль результирующего поля  $H_\Sigma$ , создаваемого азимутальным и продольным магнитным полем. Около этого направления осциллируют векторы намагниченности и магнитного поля с амплитудой, много меньшей их средних значений. Для удобства средние значения будем обозначать с чертой сверху,  $\bar{h}$ , а осциллирующие — со знаком тильда,  $\tilde{h}$ . Вводя безразмерное время как  $\tau = t \cdot \gamma M_S$  и безразмерную продольную координату как  $\zeta = z \cdot \sqrt{L_0 C_0} \gamma M_S$ , можно записать получаемую из телеграфных уравнений и уравнения Ландау-Лифшица полную систему уравнений для главной волны в нелинейной линии в безразмерном виде сле-

дующим образом:

$$\frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \tau^2} = \lambda \frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2}, \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial m_r}{\partial \tau} = m_z h_\varphi - m_\varphi h_z, \quad (1.51)$$

$$\frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau} = m_r h_z - m_z h_r, \quad (1.52)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial \tau} = m_\varphi h_r - m_r h_\varphi, \quad (1.53)$$

где безразмерные компоненты намагниченности  $m$  и магнитного поля  $h$  определены через (1.23), а безразмерный параметр  $\lambda$ , характеризующий заполнение ферритом, через (1.36).

Интересующая нас амплитуда осциллирующей азимутальной компоненты магнитного поля  $\tilde{h}_\varphi$ , пропорциональной протекающему по нелинейной линии току, является независимой величиной. Осциллирующая продольная компонента магнитного поля, как следует из уравнения (1.24), определяется осциллирующей продольной компонентой намагниченности как  $\tilde{h}_z = -\chi \tilde{m}_z$ , а радиальное осциллирующее магнитное поле равно нулю. Таким образом, после линеаризации исходной системы безразмерных уравнений мы получаем систему из четырех линейных дифференциальных уравнений для четырех неизвестных  $\tilde{h}_\varphi$ ,  $\tilde{m}_r$ ,  $\tilde{m}_\varphi$ ,  $\tilde{m}_z$ :

$$\frac{\partial^2 \tilde{h}_\varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 \tilde{h}_\varphi}{\partial \tau^2} = \lambda \frac{\partial^2 \tilde{m}_\varphi}{\partial \tau^2}, \quad (1.54)$$

$$\frac{\partial \tilde{m}_r}{\partial \tau} = \bar{m}_z \tilde{h}_\varphi - \bar{h}_z \tilde{m}_\varphi + [\bar{h}_\varphi + \chi \bar{m}_\varphi] \tilde{m}_z, \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial \tilde{m}_\varphi}{\partial \tau} = \bar{h}_z \tilde{m}_r, \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial \tilde{m}_z}{\partial \tau} = -\bar{h}_\varphi \tilde{m}_r, \quad (1.57)$$

где средние значения компонент магнитного поля и намагниченности связаны уравнениями

$$\frac{\bar{m}_\varphi}{\bar{m}_z} = \frac{\bar{h}_\varphi}{h_{z0} + \chi(1 - \bar{m}_z)}, \quad (1.58)$$

$$\bar{h}_z = h_{z0} + \chi(1 - \bar{m}_z), \quad (1.59)$$

$$\bar{m}_\varphi = \sqrt{1 - \bar{m}_z^2}. \quad (1.60)$$

Будем рассматривать гармонические сигналы, зависящие от продольной координаты и времени как  $e^{i(\varpi\tau - \kappa z)}$ , где  $\varpi$  и  $\kappa$  — безразмерные циклическая частота и продольное волновое число соответственно. Подстановка такой зависимости в систему дифференциальных уравнений приводит ее к системе четырех алгебраических уравнений относительно  $\tilde{h}_\varphi$ ,  $\tilde{m}_r$ ,  $\tilde{m}_\varphi$ ,  $\tilde{m}_z$ . Это система уравнений имеет ненулевое решение, если ее определитель равен нулю. В результате мы получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\kappa = \varpi \sqrt{\frac{\varpi_2^2 - \varpi^2}{\varpi_1^2 - \varpi^2}}, \quad (1.61)$$

которое в размерном виде может быть записано как

$$k = \frac{\omega}{v_\varepsilon} \sqrt{\frac{\omega_2^2 - \omega^2}{\omega_1^2 - \omega^2}}, \quad (1.62)$$

где  $v_\varepsilon = 1/\sqrt{L_0 C_0}$  — скорость волны в линии без учета ее магнитных свойств, а постоянные  $\omega_1$  и  $\omega_2$  определяются как

$$\omega_1 = \gamma M_S \sqrt{\bar{h}_\Sigma^2 + \frac{\chi \bar{h}_\varphi^2}{\bar{h}_\Sigma}}, \quad (1.63)$$

$$\omega_2 = \gamma M_S \sqrt{\bar{h}_\Sigma^2 + \frac{\chi \bar{h}_\varphi^2}{\bar{h}_\Sigma} + \frac{\lambda \bar{h}_z^2}{\bar{h}_\Sigma}}. \quad (1.64)$$

Дисперсионная зависимость (1.62) для параметров нелинейной линии, характерных для эксперимента, приведена на Рис. 1.6.

Таким образом, вдоль нелинейной линии с насыщенным ферритом могут распространяться так называемые оптические волны, ОВ, и магнитостатические волны, МСВ, и возмущения, описываемые в длинноволновом приближении, ДВ, Рис. 1.6 [69]. Оптические волны, частота которых существенно превышает частоту Лармора  $\gamma M_S \bar{h}_\Sigma$ , распространяются с фазовой скоростью,

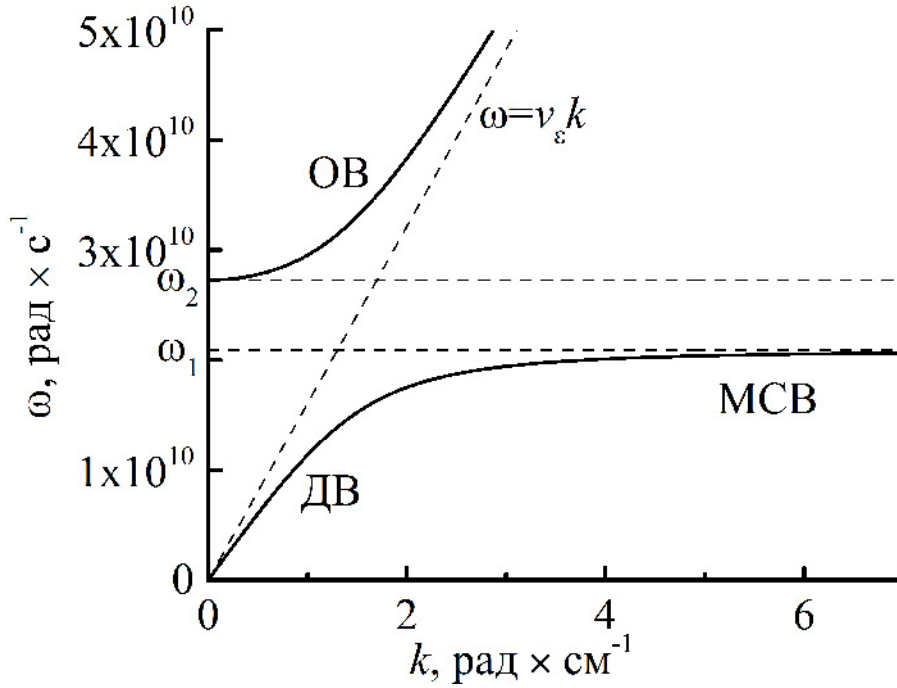


Рис. 1.6. Дисперсионная зависимость (1.62) для параметров нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $\bar{h}_\varphi = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ . Радиальный размагничивающий фактор  $N_r = 0$ .

превышающей скорость электромагнитной волны в линии без учета ее магнитных свойств  $v_\epsilon$ . Магнитоэластические волны являются замедленными относительно  $v_\epsilon$ , и именно они ответственны за возбуждение солитонов, наблюдаемых в большинстве экспериментов с ферромагнитными средами []. Возбуждение высокочастотных колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом происходит за фронтом ударной волны в длинноволновой области нижней ветви дисперсионной зависимости (1.62), которая также может быть записана в виде

$$(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - v_\epsilon^2 k^2) = \omega^2 \Omega^2, \quad (1.65)$$

где  $\Omega^2 = \omega_2^2 - \omega_1^2$ . Длинноволновая область дисперсионной зависимости характеризуется параметром малости  $\omega/\omega_1 \ll 1$ . Разлагая в ряд относительно  $\omega/\omega_1 \ll 1$  уравнение дисперсионной зависимости (1.62), опишем закон дисперсии в длинноволновом пределе соотношением

$$\omega \approx v_\epsilon k - \nu k^3, \quad (1.66)$$

где

$$v_c = \frac{v_\varepsilon}{\sqrt{1 + \Omega^2/\omega_1^2}}, \quad v = \frac{\Omega^2 v_\varepsilon^3}{2\omega_1^4 (1 + \Omega^2/\omega_1^2)^{5/2}} \quad (1.67)$$

Принцип возбуждения высокочастотных колебаний ударным фронтом электромагнитной волны в нелинейной линии с дисперсией был сформулирован в работах [12, 14]. Хотя в этих работах рассматривались нелинейные линии с пространственной дисперсией, обусловленной периодической структурой нелинейных линий, сформулированный физический принцип генерации колебаний относится и к нелинейным линиям с временной дисперсией, рассматриваемым в настоящей диссертации. Согласно этому подходу, ударный фронт электромагнитной волны представляет собой бегущий источник «излучения», который обогащает спектральный состав генерируемого им радиоимпульса на частоте волны, синхронной со стационарным фронтом:

$$v_{ph}(\omega_0) = v_{sh}, \quad (1.68)$$

где  $v_{ph}$  — фазовая скорость,  $v_{sh}$  — скорость ударного фронта. Для оценки скорости ударного фронта электромагнитной волны в нелинейной линии с насыщенным ферритом можно воспользоваться упрощенной моделью, описанной в предыдущем параграфе. Для квазипрямоугольного импульса скорость фронта можно приближенно положить равной скорости, соответствующей вершине импульса, поскольку именно вершина движется с максимальной скоростью, Рис. 1.3. Как следует из (1.40), при заданной амплитуде импульса  $J_0$  скорость ударного фронта можно оценить как

$$v_{sh}(J_0) = \frac{v_\varepsilon}{\sqrt{1 + \frac{\lambda}{h_\Sigma(J_0)}}}. \quad (1.69)$$

Таким образом, условие синхронизма (1.68) соответствует равенству волновых чисел  $k = \omega/v_{sh}$  и (1.62), т.е. пересечению прямой  $\omega = kv_{sh}$  и длинноволновой области нижней ветви дисперсионной характеристики (1.62), Рис. 1.7.

Частота  $\omega_0$ , соответствующая этому равенству, определяется формулой:

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 H_\varphi \sqrt{1 + \frac{\chi M_S}{\mu_0 H_\Sigma}}. \quad (1.70)$$

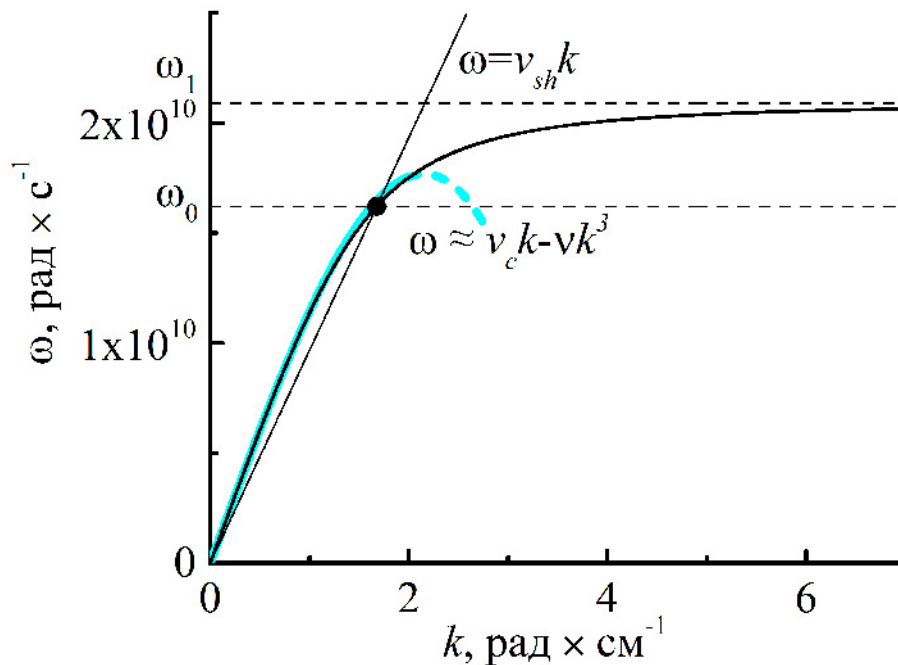


Рис. 1.7. Длинноволновая ветвь дисперсионной зависимости (1.62): частота синхронизма  $\omega_0$  фазовой скорости с ударной волной. Также приведена аппроксимация дисперсионной зависимости в кубическом приближении (1.66).

Таким образом, мы получили формулу для циклической частоты, вблизи которой будут возбуждаться линейные колебания благодаря синхронизму с ударным фронтом электромагнитной волны. Кроме того, в длинноволновом пределе кубическая дисперсионная зависимость (1.66) может быть использована и на частоте синхронизма (1.70).

Для того, чтобы возбуждаемая высокочастотная энергия оттекала из области ударного фронта, формируя протяженный цуг колебаний, необходимо, чтобы групповая скорость волны на частоте синхронизма была меньше фазовой скорости,  $v_{gr}(\omega_0) < v_{ph}(\omega_0)$ . Причем, чем больше эта разница, тем быстрее высокочастотная энергия оттекает от ударного фронта. Величина групповой скорости может быть рассчитана из уравнения (1.62) как  $v_{gr}(\omega) = (dk/d\omega)^{-1}$ , в то время как фазовая скорость определяется как  $v_{ph}(\omega) = \omega/k$ , Рис. 1.8.



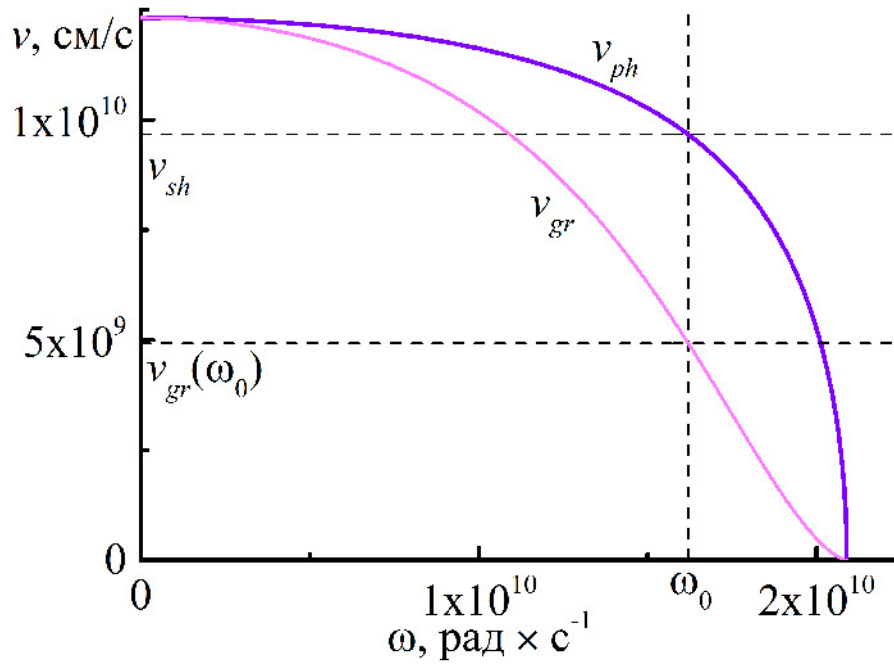


Рис. 1.8. Фазовая и групповая скорости для дисперсионной зависимости (1.62),  $\omega_0$  — частота синхронизма фазовой скорости с ударной волной.

Для выбранных параметров нелинейной линии фазовая скорость волны превышает групповую примерно в два раза, что приводит к эффективному оттоку ВЧ энергии из области ударного фронта, что наблюдается в экспериментах. Таким образом, ВЧ импульс в нелинейной линии с насыщенным ферритом формируется за счет синхронизма ударного фронта электромагнитной волны и фазовой скорости волны намагниченности. При этом формирование протяженного цуга ВЧ колебаний происходит за счет того, что групповая скорость возбуждаемых колебаний существенно ниже фазовой.

Проведенное выше рассмотрение выполнено в пренебрежении радиальным магнитным полем, т.е. соответствует нулевому радиальному размагничивающему фактору  $N_r = 0$ . Если положить  $N_r = 1$ , что соответствует индуцированному радиальному магнитному полю  $\tilde{h}_r = -\tilde{m}_r$ , то полученные выше формулы останутся в силе, а характерные частоты дисперсионной зависимости (1.62)  $\omega_1$  и  $\omega_2$  могут быть записаны в виде

$$\omega_1 = \gamma M_S \sqrt{\bar{h}_\Sigma^2 + \frac{\chi \bar{h}_\Phi^2}{\bar{h}_\Sigma} + \bar{h}_\Sigma + \frac{\chi \bar{h}_\Phi^2}{\bar{h}_\Sigma^2}}, \quad (1.71)$$

$$\omega_2 = \gamma M_S \sqrt{\bar{h}_\Sigma^2 + \frac{\chi \bar{h}_\Phi^2}{\bar{h}_\Sigma} + \bar{h}_\Sigma + \frac{\chi \bar{h}_\Phi^2}{\bar{h}_\Sigma^2} + \frac{\lambda \bar{h}_z^2}{\bar{h}_\Sigma} + \frac{\lambda \bar{h}_z^2}{\bar{h}_\Sigma^2}}. \quad (1.72)$$

При этом частота синхронизма фазовой скорости и скорости ударного фронта примет вид

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 H_\Phi \sqrt{\left(1 + \frac{\chi M_S}{\mu_0 H_\Sigma}\right) \left(1 + \frac{M_S}{\mu_0 H_\Sigma}\right)}. \quad (1.73)$$

В частности для полного заполнения линии ферритом, когда  $\chi = 1$ , частота синхронизма описывается следующей формулой

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 H_\Phi \left(1 + \frac{M_S}{\mu_0 H_\Sigma}\right). \quad (1.74)$$

## 1.4. Модель стационарной волны без учета диссипации.

### Определение частоты и максимальной мощности возбуждаемых колебаний.

Следующий шаг теоретического рассмотрения возбуждения колебаний в нелинейных линиях с насыщенным ферритом включает в себя учет нелинейности. Полное решение нестационарной задачи возбуждения нелинейных колебаний в данном случае представляется невозможным. Поэтому мы ограничимся случаем, когда нелинейные колебания уже сформированы и далее распространяются по нелинейной линии с постоянной скоростью  $v_{nl}$  без изменения формы. Такой подход соответствует приближению стационарной волны. При этом в данном параграфе мы ограничимся случаем, когда потери на перемагничивание не учитываются [A3]. Приближение стационарной волны позволяет перейти к одной независимой переменной, фазе стационарной волны  $\phi = t - \frac{z}{v_{nl}}$ . Ранее мы записали полную систему уравнений (1.50), (1.51), (1.52), (1.53) в безразмерных переменных  $\tau = t \cdot \gamma M_S$  и  $\varsigma = z \cdot \frac{\gamma M_S}{v_\varepsilon}$  что

позволяет перейти к обыкновенным дифференциальным уравнениям, преобразуя дифференциальные операторы следующим образом для безразмерной фазы  $\xi = \tau - \varsigma\eta$  ( $\xi = \phi \cdot \gamma M_S$ ):

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rightarrow \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial \varsigma} \rightarrow -\eta \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \eta = \frac{v_\varepsilon}{v_{nl}} \quad (1.75)$$

Тогда телеграфное уравнение (1.50) примет вид:

$$\frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \xi^2} = \frac{\lambda}{\eta^2 - 1} \cdot \frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \xi^2}, \quad (1.76)$$

где параметр  $\lambda$  определяется через уравнение (1.36). Проинтегрируем уравнение (1.76) дважды:

$$h_\varphi = \frac{\lambda}{\eta^2 - 1} \cdot m_\varphi. \quad (1.77)$$

Здесь постоянная интегрирования положена равной нулю. Это соответствует условиям эксперимента, в котором феррит, в начальном состоянии намагниченный вдоль оси, имеет  $m_\varphi = 0$ , а высоковольтный импульс еще не пришел, так что  $h_\varphi = 0$ .

Рассмотрим предельный случай, когда феррит полностью заполняет сечение коаксиала,  $\lambda = 1$ . Также положим радиальный размагничивающий фактор  $N_r = 1$  (только в этом случае система уравнений окзывается интегрируемой). Тогда все три компоненты магнитного поля в стационарной волне выражаются через компоненты намагниченности:

$$h_r = -m_r, \quad (1.78)$$

$$h_\varphi = \frac{1}{\eta^2 - 1} \cdot m_\varphi, \quad (1.79)$$

$$h_z = 1 + h_{z0} - m_z, \quad (1.80)$$

В этом случае можно записать уравнения Ландау-Лифшица (1.51), (1.52), (1.53) без учета затухания:

$$\dot{m}_r = \frac{\eta^2}{\eta^2 - 1} m_\varphi m_z - [1 + h_{z0}] m_\varphi, \quad (1.81)$$

$$\dot{m}_\varphi = [1 + h_{z0}] m_r, \quad (1.82)$$

$$\dot{m}_z = -\frac{\eta^2}{\eta^2 - 1} m_r m_\varphi. \quad (1.83)$$

Здесь дифференцирование производится по безразмерному времени  $\tau = t \cdot \gamma M_S$ . Из такой нормировки непосредственно следует, что с увеличением намагниченности насыщения феррита частота возбуждаемых колебаний должна нарастать. Последнюю систему уравнений можно привести к одному уравнению для  $m_\varphi$ . Для этого необходимо задать начальные условия для  $m_\varphi$ . Не ограничивая общности, зададим начальные условия в следующем виде:

$$m_\varphi(0) = m_0, \quad \dot{m}_\varphi(0) = 0. \quad (1.84)$$

Отсюда и из уравнения (1.21) следуют начальные условия для двух других компонент намагниченности:

$$m_r(0) = 0, \quad m_z(0) = \sqrt{1 - m_0^2}. \quad (1.85)$$

Из уравнений (1.82) и (1.83) получаем выражение для z-компоненты намагниченности:

$$m_z = \sqrt{1 - m_0^2} - \frac{\eta^2}{2(\eta^2 - 1)(1 + h_{z0})} (m_\varphi^2 - m_0^2). \quad (1.86)$$

Исключая из уравнений (1.81) и (1.82)  $\dot{m}_r$  и используя формулу (1.86) для  $m_z$  получаем уравнение для  $m_\varphi$ :

$$\dot{m}_\varphi - \beta_m m_\varphi + \alpha_m m_\varphi^3 = 0, \quad (1.87)$$

где введены параметры

$$\alpha_m = \frac{\eta^4}{2(\eta^2 - 1)^2}, \quad (1.88)$$

$$\beta_m = \sqrt{1 - m_0^2} (1 + h_{z0}) \frac{\eta^2}{\eta^2 - 1} + \frac{\eta^4}{(\eta^2 - 1)^2} \frac{m_0^2}{2} - (1 + h_{z0})^2. \quad (1.89)$$

Используя связь между азимутальными компонентами магнитного поля и намагниченности,  $m_\varphi = (\eta^2 - 1)h_\varphi$ , уравнение (1.87) можно переписать для  $h_\varphi$ :

$$\ddot{h}_\varphi - \beta_h h_\varphi + \alpha_h h_\varphi^3 = 0, \quad (1.90)$$

где введены параметры

$$\alpha_h = \frac{\eta^4}{2}, \quad (1.91)$$

$$\beta_h = \sqrt{1 - (\eta^2 - 1)^2 h_0^2} (1 + h_{z0}) \frac{\eta^2}{\eta^2 - 1} + \frac{\eta^4}{2} h_0^2 - (1 + h_{z0})^2, \quad (1.92)$$

$$h_0 = \frac{m_0}{\eta^2 - 1}. \quad (1.93)$$

Уравнение для осциллятора с кубической нелинейностью, аналогичное (1.90), было впервые исследовано Дуффингом [72] для учета изменения упругости пружины, наблюдаемого во многих механических задачах. Впоследствии Мун и Холмс [73, 74] показали, что уравнение Дуффинга в форме (1.90) может описывать свободные колебания стального стержня, находящегося в неоднородном поле двух постоянных магнитов в пренебрежении затуханием, Рис. 1.9.

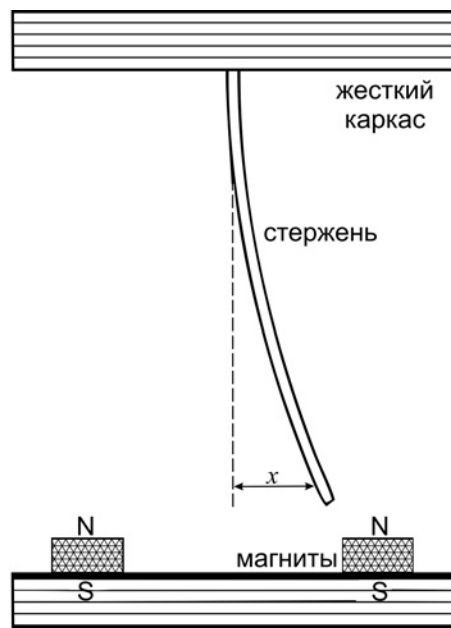


Рис. 1.9. Магнито-упругий стержень в поле двух постоянных магнитов.

Закрепленный в жестком каркасе тонкий стальной стержень приближается своим свободным концом к одному из магнитов, пока сила притяжения не будет уравновешена силами упругости. Также существует неустойчивое центральное положение равновесия, в котором магнитные силы исчезают, образуя потенциальный барьер для выведенного из центрального положения стержня.

Умножая обе части уравнения консервативного нелинейного осциллятора (1.90) на  $\dot{h}_\varphi$  и интегрируя один раз с учетом начальных условий  $h_\varphi(0) = h_0$ ,  $\dot{h}_\varphi(0) = 0$ , получаем первый интеграл (интеграл энергии) для  $h_\varphi$ :

$$\frac{\dot{h}_\varphi^2}{2} + W(h_\varphi) = \mathcal{E}, \quad (1.94)$$

где потенциальная энергия  $W$  и полная энергия  $\mathcal{E}$  определяются как

$$W(h_\varphi) = -\frac{\beta_h h_\varphi^2}{2} + \frac{\alpha_h h_\varphi^4}{4} \quad (1.95)$$

$$\mathcal{E} = -\frac{\beta_h h_0^2}{2} + \frac{\alpha_h h_0^4}{4}. \quad (1.96)$$

Если нелинейный осциллятор изначально находится в положении равновесия, то осцилляции отсутствуют, т.е.  $\dot{h}_\varphi = 0$ , или

$$h_\varphi(\alpha_h h_\varphi^2 - \beta_h) = 0, \quad (1.97)$$

откуда помимо неустойчивого положения равновесия  $h_\varphi = 0$ , находим два устойчивых как

$$h_\varphi = \pm \sqrt{\beta_h/\alpha_h} \equiv \pm h_1. \quad (1.98)$$

Очевидно, что физический смысл имеют только финитные движения внутри потенциальной ямы. Это соответствует тому, что потенциальная энергия осциллятора за вычетом полной энергии отрицательна,

$$W(h_\varphi) - \mathcal{E} \leq 0. \quad (1.99)$$

Выражая  $\beta$  через  $h_1$  как  $\beta_h = \alpha_h h_1^2$  последнее неравенство можно записать в виде

$$W(h_\varphi) - \mathcal{E} \equiv \frac{\eta^4}{8} (h_\varphi^2 - h_0^2) (h_\varphi^2 + h_0^2 - 2h_1^2) \leq 0. \quad (1.100)$$

Соответствующий интервал  $h_\varphi$  определяется корнями  $h_0, h_2$  уравнения, соответствующего нулевой кинетической энергии,  $W(h_\varphi) - \mathcal{E} = 0$ :  $h_\varphi \in [h_0, h_2]$ ,  $h_2 = \sqrt{2h_1^2 - h_0^2}$ ,  $0 \leq h_0 \leq h_1$ . На границах этого диапазона кинетическая энергия нелинейного осциллятора обращается в ноль, а условие  $h_\varphi = h_1$  соответствует дну потенциальной ямы, т.е. минимуму потенциальной энергии. При этом диапазон изменения  $h_1$ :  $0 \leq h_0 \leq h_1$  соответствует диапазону изменения полной энергии осциллятора  $\mathcal{E}$ :  $-\frac{\eta^4 h_1^4}{8} \leq \mathcal{E} \leq 0$ . Поскольку параметр  $h_1$  соответствует дну потенциальной ямы, то при  $h_0 \rightarrow h_1$  колебания происходят вблизи дна и поэтому являются линейными. С другой стороны, из эксперимента известно, что возбуждаемые высокочастотные колебания быстро затухают, проходя в заключение линейную стадию. Величина тока, около которой происходят линейные колебания, известна из эксперимента и задается падающим импульсом. Таким образом, можно считать, что параметр  $h_1$  является внешним и задается условиями эксперимента, представляя собой безразмерное азимутальное магнитное поле, пропорциональное амплитуде бегущего по линии высоковольтного импульса. Параметр  $h_{z0}$  также является внешним и представляет собой безразмерное продольное поле подмагничивания. В итоге остается только один свободный параметр  $h_0$ , который определяет амплитуду незатухающих колебаний, их период и скорость стационарной волны.

Рассмотрим характерный вид потенциальной ямы (1.100) для параметров, близких к эксперименту, когда  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ . Вид потенциальной ямы для нескольких значений  $h_0 \in [0, h_1]$  показан на Рис. 1.10. Отметим, что второе устойчивое положение равновесия нелинейного осциллятора, соответствующее значению  $-h_1$ , с экспериментальной точки зрения соответствует высоковольтному импульсу с обратной полярностью или обратной полярно-

сти тока подмагничивания. Отсюда следует, что полярность импульса или направление продольного магнитного поля не влияют на динамику формирования колебаний. В экспериментах включение тока подмагничивания с обратной полярностью действительно не влияло на форму выходного импульса.

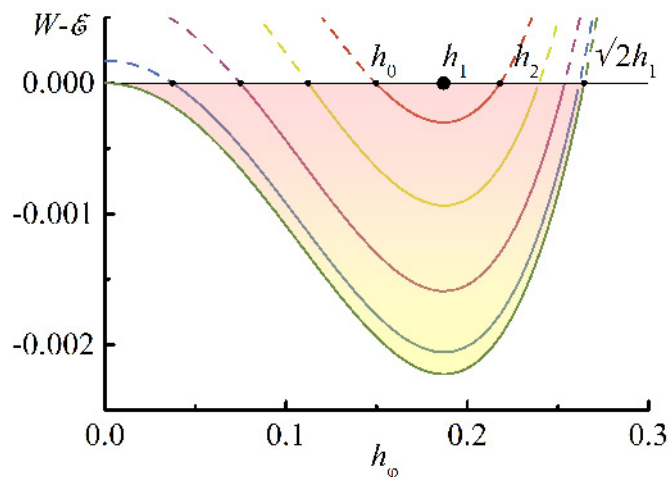


Рис. 1.10. Потенциальная яма для параметров  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ ,  $N_r = 1$  и значений  $h_0 = 0$ ,  $h_0 = 0.2 \cdot h_1$ ,  $h_0 = 0.4 \cdot h_1$ ,  $h_0 = 0.6 \cdot h_1$ ,  $h_0 = 0.8 \cdot h_1$ . Закрашенная область соответствует действительным решениям.

Как видно, максимальная глубина потенциальной ямы достигается при  $h_0 = 0$ . Для этого начального условия достигается также и максимальное значение амплитуды колебаний  $h = \sqrt{2}h_1$ . Вся область действительных решений находится внутри закрашенной зоны. Таким образом, максимально допустимое значение тока, бегущего по линии с ферритом без затухания, не превышает  $\sqrt{2}h_1$ , т.е. амплитуду падающего импульса, умноженную на корень из двух. Разумно предположить, что учет затухания не увеличит, а только уменьшит максимально допустимое значение тока. В пересчете на мощность это означает, что максимальная пиковая мощность импульса на выходе ферритовой линии может быть не более чем в два раза больше мощности падающего импульса.

Рассмотрим фазовые портреты в плоскости параметров  $[h, \dot{h}]$  для набора потенциальных ям, приведенных на Рис. 1.10. На фазовом портрете Рис. 1.11 отображены две особые точки: точка типа «центр» и точка типа «седло». Осо-



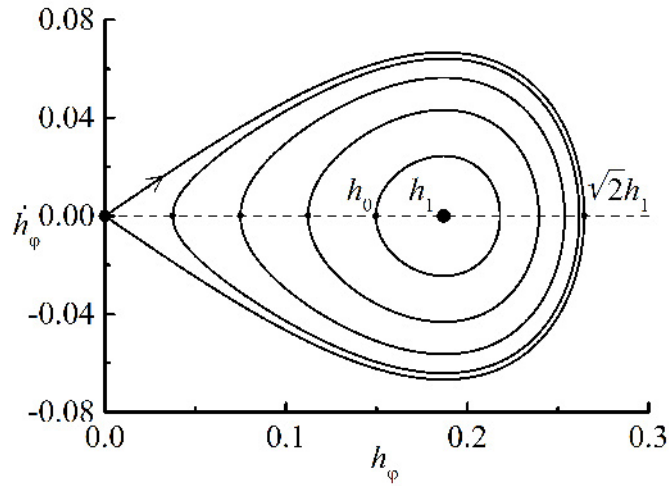


Рис. 1.11. Фазовый портрет для параметров Рис. 1.10.

бная точка типа «центр» определяется амплитудой падающего высоковольтного импульса  $h_1$ . Когда параметр  $h_0$  близок к  $h_1$ , колебания мало отличаются от линейных. По мере приближения  $h_0$  к нулю отличие колебаний от синусоидальных возрастает. Когда  $h_0$  обращается в ноль, фазовая траектория проходит через особую точку типа «седло», и движение становится аperiodическим. Движение из седловой точки соответствует бесконечно медленному выходу из положения неустойчивого равновесия. Таким образом, диапазон  $h_0 \in [0, h_1]$  полностью перекрывает весь набор амплитуд колебаний, которые соответствуют модельной задаче для феррита без диссипации. Колебания с различными амплитудами происходят со своим периодом, определяемым по формуле:

$$T = 2\tau \int_{h_0}^{\sqrt{2h_1^2 - h_0^2}} \frac{dh}{\dot{h}}. \quad (1.101)$$

Используя уравнение интеграла энергии (1.94) для определения  $\dot{h}$ , для периода колебаний получим выражение:

$$T = \frac{4K(m)}{\gamma M_S \eta^2 h_2}, \quad (1.102)$$

где  $K(x)$  — полный эллиптический интеграл первого рода с модулем  $m =$

$\sqrt{2h_1^2 - 2h_0^2/h_2}$ . Используя замену

$$h_\varphi^2 = h_0^2 + 2(h_1^2 - h_0^2) \cos^2(\psi), \quad (1.103)$$

можно получить аналитическое решение (1.94) относительно  $h_\varphi$ :

$$\psi(\xi) = \text{am}\left(\frac{\eta^2 h_2}{2} \cdot \xi, m\right), \quad (1.104)$$

$$h_\varphi = \sqrt{h_0^2 + 2(h_1^2 - h_0^2) \text{cn}^2\left(\frac{\eta^2 h_2}{2} \cdot \xi, m\right)}. \quad (1.105)$$

Здесь  $\text{am}(t, m)$  — амплитуда Якоби (функция, обратная неполному эллиптическому интегралу первого рода  $F(\psi, m)$ ),  $\text{cn}(t, m) = \cos(\text{am}(t, m))$  — эллиптический косинус Якоби — кноида. Поэтому решение в виде (1.105) называют кноидальной волной [].

Рассмотрим обратный период колебаний в зависимости от их амплитуды. На Рис. 1.12 представлена зависимость безразмерной циклической частоты  $\varpi = 2\pi/\gamma M_S T$ , нормированной на  $\gamma M_S$ , при фиксированных параметрах  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ .

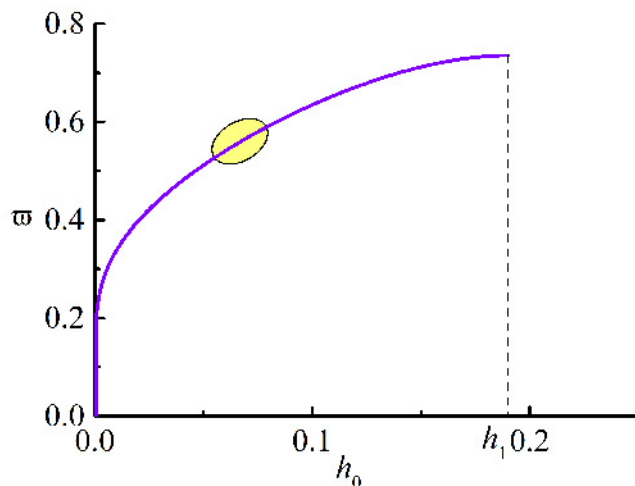


Рис. 1.12. Безразмерный обратный период от амплитуды колебаний для параметров  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ ,  $N_r = 1$ .

Правая граница графика соответствует линейным колебаниям. Закрашенная область на графике охватывает область амплитуд, которые видны в

эксперименте для достаточно протяженной ферритовой линии. Как следует из графика, частота для этого уровня колебаний примерно на четверть ниже частоты линейных колебаний. Левая граница графика соответствует нулевой частоте, т.е. начальное движение из «седла» сепаратрисы действительно осуществляется бесконечно медленно. Соответствующее аналитическое решение уравнения нелинейного осциллятора (1.94) в виде уединенной волны при  $h_0 = 0$ ,  $m = 1$ ,  $h_2 = \sqrt{2}h_1$  может быть получено из решения (1.105), выражая эллиптический косинус через гиперболический:

$$h_\varphi = \frac{\sqrt{2}h_1}{\operatorname{ch}\left(\frac{\eta^2 h_1}{\sqrt{2}} \cdot \xi\right)}. \quad (1.106)$$

Для характерных параметров эксперимента на Рис. 1.13 приведены три решения, соответствующие линейному приближению, сильно нелинейному режиму, а также уединенная волна.

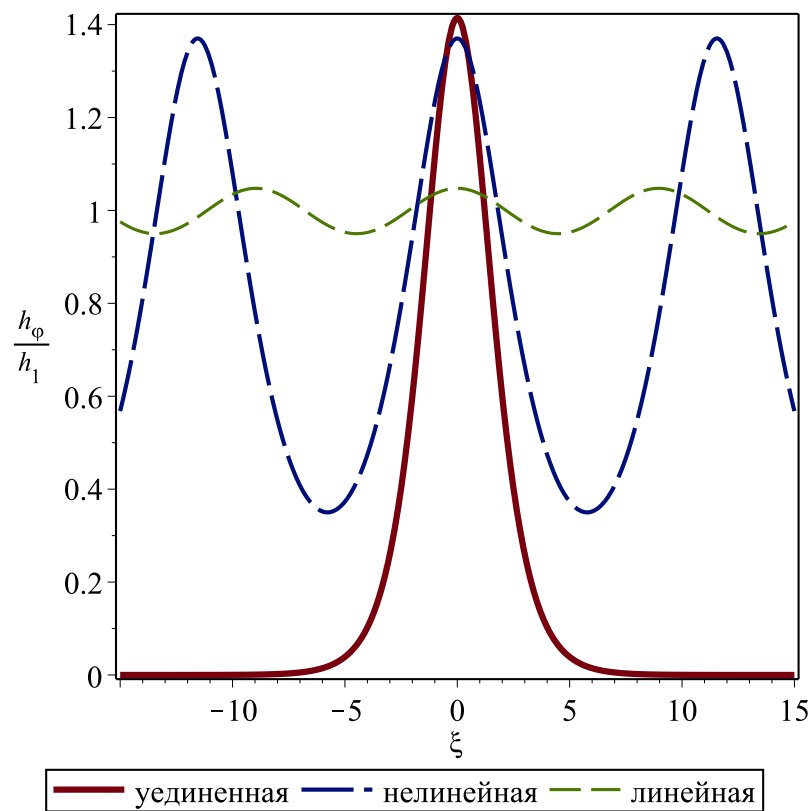


Рис. 1.13. Решения уравнения нелинейного осциллятора в виде линейной, нелинейной и уединенной волн для параметров  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ ,  $N_r = 1$ .

Помимо приведенных трех решений, уравнение (1.94) имеет также решение, называемое «сверхнелинейным», Рис. 1.14 а). Оно соответствует более высокой энергии консервативного осциллятора, благодаря чему кинетическая энергия не обращается в ноль при  $h_\varphi = 0$ , и колебания становятся знакопеременными. Однако, из-за сильного затухания данный режим не наблюдался в экспериментах. Поэтому, даже если предположить, что удастся обеспечить начальные условия, соответствующие «сверхнелинейной» волне, вероятнее всего ожидать переход к обычной нелинейной волне, описанной выше, в аperiodическом процессе, Рис. 1.14 б).

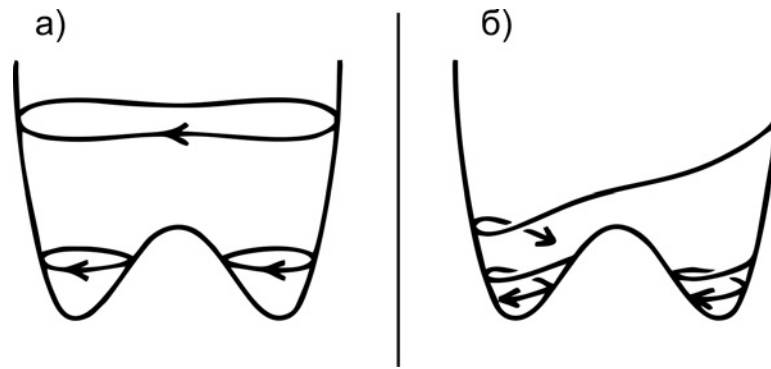


Рис. 1.14. а) Нелинейные и «сверхнелинейные» стационарные колебания; б) аperiodический переход от «сверхнелинейного» режима к нелинейному из-за диссипации.

Поскольку как период колебаний (1.102), так и решение в виде кноидальной волны (1.105) зависят от величины  $\eta = v_\varepsilon/v_{nl}$  (1.103), проанализируем зависимость скорости стационарной волны  $v_{nl}$  от амплитуды колебаний  $h_0$ . Она определяется решением уравнения (1.98), соответствующим минимуму потенциальной энергии, которое можно записать в виде

$$h_1^2 = h_0^2 + \sqrt{1 - (\eta^2 - 1)^2 h_0^2} (1 + h_{z0}) \frac{2}{\eta^2(\eta^2 - 1)} - (1 + h_{z0})^2 \frac{2}{\eta^4}. \quad (1.107)$$

В случае линейных колебаний, когда  $h_0 \rightarrow h_1$ , решение уравнения (1.107) относительно  $v_{nl}$  дает

$$v_{nl} = v_{sh}(J_1) = \frac{v_\varepsilon}{\sqrt{1 + \frac{1}{h_\Sigma(J_1)}}}. \quad (1.108)$$

Таким образом, скорость стационарной волны с линейными колебаниями совпадает со скоростью ударной волны (1.69) при  $\lambda = 1$ , т.е. совпадает с фазовой скоростью линейных колебаний, удовлетворяющей условию синхронизма (1.68).

Интересен вопрос о дисперсии скорости стационарной волны в зависимости от амплитуды колебаний, которая имеет смысл фазовой скорости нелинейной волны. Безразмерный параметр  $v_{nl}/v_\varepsilon = 1/\eta$  (1.103), определяющий скорость волны, представлен на Рис. 1.15 в зависимости от амплитуды колебаний.

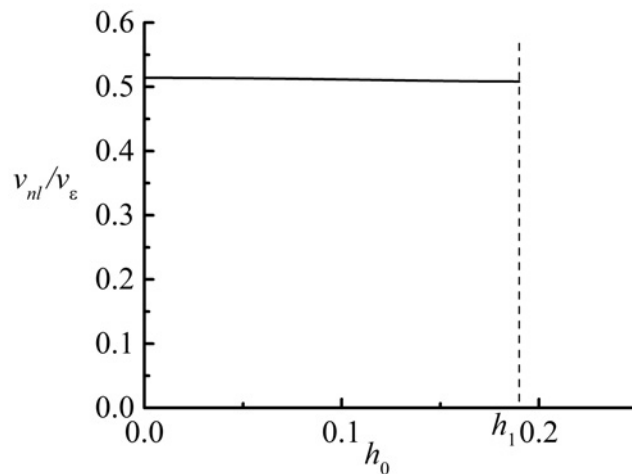


Рис. 1.15. Безразмерный параметр скорости как функция амплитуды колебаний для параметров  $h_1 = 0.18$ ,  $h_{z0} = 0.14$ ,  $N_r = 1$ .

Видно, что дисперсия, связанная с нелинейностью, практически отсутствует. Скорость стационарной волны незначительно нарастает для сильно нелинейных колебаний, но это изменение можно не учитывать при анализе формирования радиоимпульса конечной длительности. Таким образом, с ростом амплитуды колебаний по мере продвижения ударного фронта по нелинейной линии с ферритом фазовая скорость возбуждаемых колебаний остается в синхронизме со скоростью ударного фронта (1.68), что и обеспечивает эффективную накачку колебаний. Рассмотрим зависимость частоты возбуждаемых колебаний от прилагаемых полей, т.е. от напряженности аксиального поля подмагничивания и азимутального поля высоковольтного импульса.

Сначала рассмотрим, как ведет себя частота линейных колебаний. Положим, что феррит полностью заполняет сечение коаксиала,  $\lambda = 1$  и  $\chi = 1$ , тогда мы можем воспользоваться формулой для периода колебаний (1.102) и записать выражение для безразмерной циклической частоты  $\varpi = 2\pi/\gamma M_S T$ , принимая во внимание, что во введенных ранее обозначениях  $h_1 = h_\varphi$ :

$$\varpi_l = h_\varphi (1 + 1/h_\Sigma), \quad (1.109)$$

где  $h_\Sigma$  — решение уравнения (1.26), определяющего коллинеарность векторов намагниченности и результирующего магнитного поля. Здесь учтено, что для линейных колебаний  $m \rightarrow 0$ , эллиптический интеграл  $K(0) = \pi/2$ , а параметр  $\eta$  выражается через результирующее магнитное поле согласно формуле

$$\eta^2 = 1 + 1/h_\Sigma. \quad (1.110)$$

Полученное выражение совпадает с частотой синхронизма фазовой скорости волны намагниченности и ударного фронта (1.74). Таким образом, именно указанный синхронизм лежит в основе возбуждения высокочастотных колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом. На Рис. 1.16 показана зависимость безразмерной линейной частоты колебаний от азимутального поля для трех величин поля подмагничивания.

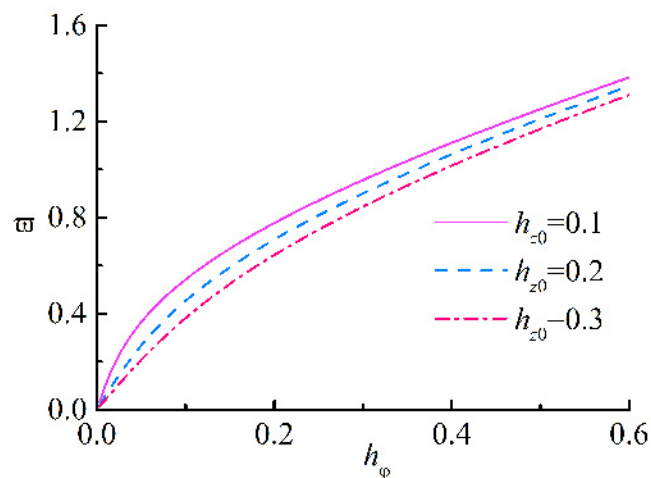


Рис. 1.16. Линейная частота колебаний от  $h_\varphi$  для трех значений  $h_{z0}$ ,  $N_r = 1$ .

Как видно, частота нелинейно нарастает с ростом азимутального поля  $h_\varphi$  при фиксированном продольном поле  $h_{z0}$  и линейно спадает с ростом продольного поля при фиксированном азимутальном. Качественно вид этих зависимостей близок к экспериментальным кривым.

Учитывая слабую зависимость скорости стационарной нелинейной волны от амплитуды колебаний, при расчете частоты нелинейных колебаний можно в первом приближении использовать формулу (1.110) для параметра  $\eta$  в линейном приближении. Тогда безразмерную циклическую частоту нелинейных колебаний можно записать в виде

$$\omega_{nl} = k_{nl} h_\varphi (1 + 1/h_\Sigma), \quad (1.111)$$

где множитель  $k_{nl}$ , на который данная частота отличается от линейной, зависит только от параметра  $\delta = h_0/h_1$ , определяющего амплитуду колебаний

$$k_{nl}(\delta) = \frac{\pi \sqrt{2 - \delta^2}}{2\mathbf{K}\left(\frac{1 - \delta^2}{2 - \delta^2/2}\right)}, \quad (1.112)$$

причем предел  $\delta \rightarrow 1$  соответствует линейным колебаниям, а предел  $\delta \rightarrow 0$  — уединенной волне. График зависимости  $k_{nl}$  от  $h_0/h_1$  приведен на Рис. 1.17

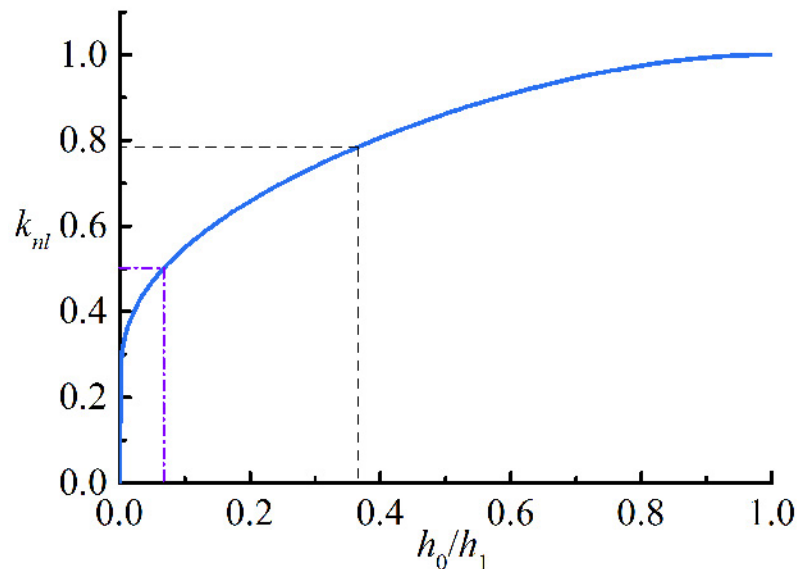


Рис. 1.17. Множитель  $k_{nl}$  для частоты нелинейных колебаний,  $N_r = 1$ .

Данная зависимость почти совпадает с Рис. 1.12, так как параметр  $\eta$

слабо зависит от амплитуды колебаний. Как следует из экспериментов [A4], в наиболее эффективном режиме амплитуда колебаний между пиками становится сравнимой с амплитудой падающего импульса, что в принятых в данной главе обозначениях можно записать как  $h_2 - h_0 = h_1$ . Решение этого уравнения дает величину  $h_0/h_1 \approx 0.37$ . Соответствующее значение  $k_{nl}(0.37) \approx 0.78$ , Рис. 1.17 (штриховая линия). С другой стороны, в работе [36] приводятся экспериментальные данные, когда амплитуда колебаний между пиками заметно превышает амплитуду падающего импульса, на основании чего можно сделать предположение, что для сильно нелинейных колебаний величина  $k_{nl}$  в нижнем пределе может быть оценена как 0.5, Рис. 1.17 (штрихпунктирная линия).

Тем не менее, расчеты по формуле (1.111) даже с  $k_{nl} = 0.5$  оказываются значительно выше экспериментальных значений (отличие до 2 раз). Получить более низкую величину для частоты колебаний получается, если предположить, что индуцированное радиальное магнитное поле внутри феррита  $h_r = 0$ ,  $N_r = 0$ . Для этого случая нами ранее была получена формула для частоты линейных колебаний, соответствующая условию синхронизма с ударной волной (1.70). В безразмерном виде она может быть записана как

$$\omega_l = h_\varphi \sqrt{1 + \chi/h_\Sigma}, \quad (1.113)$$

которая обобщена для произвольного заполнения ферритом сечения коаксиала,  $0 < \chi < 1$ . К сожалению, получить интеграл энергии системы исходных уравнений для случая  $h_r = 0$  не удастся. Однако, принимая во внимание, что учет нелинейности для случая  $h_r = -m_r$  привел к изменению формулы для частоты лишь на коэффициент  $k_{nl}$ , зависящий только от амплитуды колебаний, можно для оценок частоты нелинейных колебаний также умножить (1.113) на соответствующий коэффициент. Таким образом, можно записать оценочную формулу для частоты сильно нелинейных колебаний, которая в следую-



щих главах будет сравниваться с экспериментальными данными:

$$\omega_{nl} \simeq (h_{\varphi}/2) \sqrt{1 + \chi/h_{\Sigma}}. \quad (1.114)$$

## **1.5. Нестационарная динамика в длинноволновом приближении. Редуктивный метод возмущений**

Как уже отмечалось ранее, описываемые нелинейные процессы в коаксиальной линии с насыщенным ферритом соответствуют длинноволновому приближению. В свою очередь, длинноволновые процессы в нелинейных средах с дисперсией и диссипацией обычно стараются описать одним из набора нелинейных уравнений, которые хорошо изучены. Сделать это удастся при помощи редуктивного метода возмущений [69], который состоит в масштабировании переменных с использованием параметра малости и последующего редуцирования исходной системы уравнений к более простому эталонному уравнению. Интересно отметить, что, как и первые исследования по ударным электромагнитным волнам, этот метод был впервые описан в начале 60-х годов прошлого века [75]. А в начале 90-х этот метод был применен к описанию нелинейных волновых процессов в ферромагнитной среде. В частности, для плоской электромагнитной волны, распространяющейся в изотропном феррите, намагниченном под некоторым углом к направлению распространения [76], а также для главной ТЕМ-волны в нормально намагниченной полосковой линии с изотропным ферритом [77] было показано, что исходная система уравнений может быть приведена к модифицированному уравнению Кортевега-де Вриза (мКдВ), которое является полностью интегрируемым и считается эталонным уравнением для сред с кубической нелинейностью [71]. В случае стационарной волны уравнение мКдВ приводится к уравнению нелинейного осциллятора с кубической нелинейностью (уравнение Дуффинга) и имеет решения в виде уединенной волны (солито-

на) или в виде цуга периодических колебаний. Поскольку мы уже привели систему уравнений для нелинейной коаксиальной продольно намагниченной передающей линии с ферритом к уравнению Дуффинга для стационарной волны (1.90), а также рассмотрели решения в виде уединенной (1.105) и периодической (1.106) волн, дадим здесь вывод соответствующего уравнения мКдВ, которое, разумеется, описывает и нестационарные волны.

Но прежде скажем несколько слов о терминологии, которая соответствует описанию волновых процессов в намагниченной ферромагнитной среде в длинноволновом приближении. В общем случае, когда прецессия намагниченности характеризуется длинами волн значительно меньшими, чем характерные размеры ферромагнитной среды, можно говорить о спиновых волнах, которые являются классическими аналогами квантово-механических спиновых волн (магнонов) [78]. Тем не менее, в зависимости от волнового числа можно выделить три типа спиновых волн, Рис. 1.18.

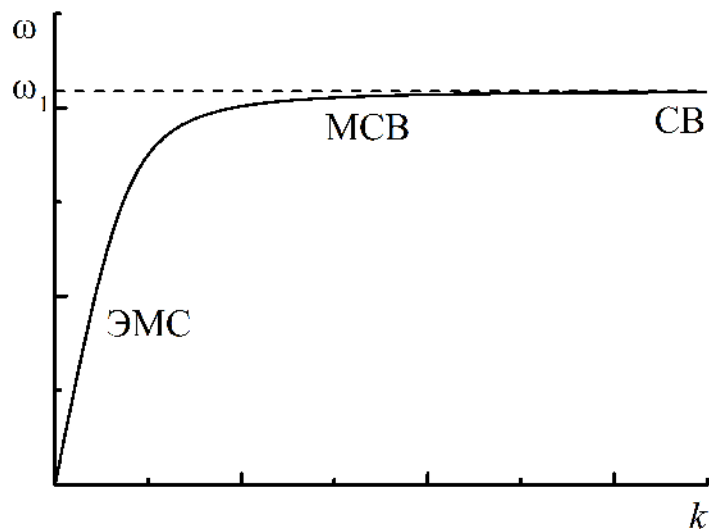


Рис. 1.18. Три типа спиновых волн в намагниченном феррите: связанные электромагнитно-спиновые (ЭМС) волны, магнитостатические волны (МСВ), спиновые волны (СВ).

Первый, наиболее изученный, соответствует магнитостатическим волнам (МСВ). Эти волны характеризуются интервалом волновых чисел, в котором можно использовать магнитостатическое приближение и в то же время

не учитывать обменного взаимодействия. Для более высоких волновых чисел учет обменного взаимодействия становится необходимым, и именно для этого случая в литературе закрепилось понятие спиновых волн (СВ) [79]. Оба названных типа волн характеризуется существенно замедленной скоростью относительно скорости электромагнитной волны в среде без учета ее магнитных свойств (скорости света) и потому могут быть отнесены к «медленным» спиновым волнам. Третий тип спиновых волн относится к длинноволновому пределу, в котором скорость электромагнитных и спиновых волн сравнима со скоростью света, т.е. можно говорить о «быстрых» спиновых волнах. Из-за высокой скорости «быстрых» спиновых волн магнитостатическим приближением уже нельзя пользоваться и необходимо учитывать электродинамические эффекты. Ключевым электродинамическим эффектом для «быстрых» спиновых волн является возбуждение согласно закону электромагнитной индукции вихревых электромагнитных полей из-за осцилляции вектора намагниченности. Индуцированные магнитные поля в свою очередь взаимодействуют с волной намагниченности. Таким образом, данный тип волн можно назвать связанными электромагнитно-спиновыми (ЭМС) волнами [77]. Помимо этого, пространственный масштаб изменения ЭМС-волн существенно превышает характеристическую длину неоднородного обменного взаимодействия, которое определяет пространственный масштаб «медленных» спиновых волн. Таким образом, можно пренебречь неоднородным обменным взаимодействием (однородное обменное взаимодействие не входит в уравнение Ландау-Лифшица, так как для изотропного ферродиелектрика оно коллинеарно вектору намагниченности), что существенно упрощает анализ.

Итак, рассмотрим вывод мКдВ уравнения для главной ТЕМ-волны в коаксиальной передающей линии с насыщенным ферритом в длинноволновом пределе, используя редуцированный метод возмущений [A34]. Как было показано ранее, исходная система уравнений для главной волны может быть проинтегрирована для случая, когда радиальный размагничивающий фактор

$N_r = 1$ , а феррит полностью заполняет сечение коаксиала. Тогда безразмерные индуцированные магнитные поля записываются в виде

$$h_r = -m_r, \quad (1.115)$$

$$h_z = h_{z0} + 1 - m_z. \quad (1.116)$$

Уравнение Ландау-Лифшица при этом принимает следующий вид

$$\frac{\partial m_r}{\partial \tau} = m_z(m_\varphi + h_\varphi) - m_\varphi(1 + h_{z0}), \quad (1.117)$$

$$\frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau} = m_r(1 + h_{z0}), \quad (1.118)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial \tau} = -m_r(m_\varphi + h_\varphi). \quad (1.119)$$

Исключая из этих уравнений  $m_r$ , получаем два уравнения для  $m_\varphi$  и  $m_z$ :

$$\frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2} + (1 + h_{z0})^2 m_\varphi = (1 + h_{z0}) m_z(m_\varphi + h_\varphi), \quad (1.120)$$

$$\frac{\partial m_z}{\partial \tau} = -\frac{m_\varphi + h_\varphi}{1 + h_{z0}} \frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau}. \quad (1.121)$$

Учитывая кубическое приближение для дисперсионной зависимости (1.66), для фазы волны получаем

$$kz - \omega t = k(z - v_c t) + \nu k^3 t. \quad (1.122)$$

На основании этого выражения перейдем от безразмерных переменных  $(\zeta, \tau)$  к «медленным» безразмерным переменным  $(\xi, \tau')$

$$\xi = \varepsilon(\zeta - \tau/\eta), \quad (1.123)$$

$$\tau' = \varepsilon^3 \tau, \quad (1.124)$$

где  $\eta = v_\varepsilon/v_c$  — обратная величина скорости волны в длинноволновом пределе,  $\varepsilon$  — малый параметр, характеризующий малое отклонение дисперсионной зависимости от линейной. При этом операторы частных производных преоб-

разуются как

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \rightarrow \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \rightarrow \varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}, \quad (1.125)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rightarrow -\frac{\varepsilon}{\eta} \frac{\partial}{\partial \xi} + \varepsilon^3 \frac{\partial}{\partial \tau'}, \quad \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \rightarrow \frac{\varepsilon^2}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{2\varepsilon^4}{\eta^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau' \partial \xi} + \varepsilon^6 \frac{\partial^2}{\partial \tau'^2}. \quad (1.126)$$

Будем рассматривать распространение по продольно намагниченной нелинейной линии малого возмущения азимутальных компонент магнитного поля и намагниченности. Соответствующие решения для  $h_\varphi$ ,  $m_\varphi$  и  $m_z$  можно представить в виде рядов по  $\varepsilon$ :

$$h_\varphi = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i h_{\varphi i}, \quad m_\varphi = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i m_{\varphi i}, \quad m_z = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i m_{z i}. \quad (1.127)$$

Подстановкой (1.127) в волновое уравнение (1.50), связывающее  $h_\varphi$  и  $m_\varphi$ , для членов порядка  $\varepsilon$  и  $\varepsilon^2$  получаем линейную связь:

$$h_{\varphi 1} = \frac{1}{\eta^2 - 1} \cdot m_{\varphi 1}, \quad (1.128)$$

$$h_{\varphi 2} = \frac{1}{\eta^2 - 1} \cdot m_{\varphi 2}, \quad (1.129)$$

аналогичную (1.77) для случая стационарной волны. Учитывая, что согласно уравнению (1.121),  $m_z$  квадратично зависит от  $h_\varphi$  и  $m_\varphi$  для членов порядка  $\varepsilon$  и  $\varepsilon^2$  получаем

$$m_{z1} = 0, \quad (1.130)$$

$$m_{z2} = -\frac{\eta^2}{2(1 + h_{z0})(\eta^2 - 1)} m_{\varphi 1}^2. \quad (1.131)$$

Поскольку в рассматриваемом приближении, когда  $m_{z0}=1$ , справедливо соотношение:

$$\frac{1}{\eta^2 - 1} = h_{z0}, \quad (1.132)$$

то для  $m_z$  можно записать приближенное выражение

$$m_z \simeq 1 - \frac{m_{\varphi 1}^2}{2} \varepsilon^2. \quad (1.133)$$

Таким образом, приближенную систему уравнений для  $h_\varphi$  и  $m_\varphi$  можно записать в следующем виде

$$\frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2}, \quad (1.134)$$

$$\frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2} + (1 + h_{z0}) \left( h_{z0} + \varepsilon^2 \frac{m_{\varphi 1}^2}{2} \right) m_\varphi \simeq (1 + h_{z0}) \left( 1 - \varepsilon^2 \frac{m_{\varphi 1}^2}{2} \right) h_\varphi. \quad (1.135)$$

Из последнего уравнения следует, что продольно насыщенный феррит в коаксиальной линии в рассматриваемом приближении представляет собой среду с кубической нелинейностью. Члены порядка  $\varepsilon^5$  в уравнении (1.134) и порядка  $\varepsilon^3$  в уравнении (1.135) приводят к следующим уравнениям (здесь и далее для простоты опускаем штрих у  $\tau'$ ):

$$\frac{\partial^2 h_{\varphi 3}}{\partial \xi^2} - h_{z0} \frac{\partial^2 m_{\varphi 3}}{\partial \xi^2} + 2 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})^{3/2} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \tau \partial \xi} = 0, \quad (1.136)$$

$$h_{z0} m_{\varphi 3} - h_{\varphi 3} + \frac{1 + h_{z0}}{2} m_{\varphi 1}^3 + \frac{h_{z0}}{(1 + h_{z0})^2} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^2} = 0. \quad (1.137)$$

Интегрируя первое уравнение по  $\xi$  с нулевыми граничными условиями на бесконечности и дифференцируя второе уравнение по  $\xi$ , получаем

$$\frac{\partial h_{\varphi 3}}{\partial \xi} - h_{z0} \frac{\partial m_{\varphi 3}}{\partial \xi} + 2 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})^{3/2} \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \tau} = 0, \quad (1.138)$$

$$h_{z0} \frac{\partial m_{\varphi 3}}{\partial \xi} - \frac{\partial h_{\varphi 3}}{\partial \xi} + \frac{3(1 + h_{z0})}{2} m_{\varphi 1}^2 \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{h_{z0}}{(1 + h_{z0})^2} \frac{\partial^3 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = 0. \quad (1.139)$$

Складывая последние два уравнения, получим модифицированное уравнение Кортевега-де Вриза (мКдВ) для азимутальной компоненты намагниченности в первом приближении:

$$\frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \tau} + \frac{3}{4 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})} m_{\varphi 1}^2 \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{\sqrt{h_{z0}}}{2(1 + h_{z0})^{7/2}} \frac{\partial^3 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = 0. \quad (1.140)$$

Используя уравнения связи между  $h_{\varphi 1}$  и  $m_{\varphi 1}$  (1.128) и (1.132), получаем аналогичное уравнение мКдВ для азимутальной компоненты магнитного поля (тока, бегущего по передающей линии) в первом приближении:

$$\frac{\partial h_{\varphi 1}}{\partial \tau} + \frac{3}{4 h_{z0}^{5/2} \sqrt{1 + h_{z0}}} h_{\varphi 1}^2 \frac{\partial h_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{\sqrt{h_{z0}}}{2(1 + h_{z0})^{7/2}} \frac{\partial^3 h_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = 0. \quad (1.141)$$

Интересно отметить, что аналогичное уравнение мКдВ можно получить для электромагнитной волны, распространяющейся в диэлектрике с кубической нелинейностью материального уравнения, описывающего динамику поляризации среды под действием электрического поля. Соответствующую систему уравнений называют уравнениями Максвелла-Дуффинга [71, 80]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (1.142)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \omega_0^2 (1 + \alpha P^2) P = \Omega^2 \varepsilon_0 E. \quad (1.143)$$

В линейном приближении для данных уравнений можно получить дисперсионное соотношение

$$(\omega^2 - \omega_0^2)(\omega^2 - c^2 k^2) = \omega^2 \Omega^2, \quad (1.144)$$

которое совпадает с дисперсионным соотношением для волны в нелинейной линии с насыщенным ферритом (1.65). Уравнения Максвелла-Дуффинга (1.142), (1.143) в случае стационарной волны сводятся к уравнению нелинейного осциллятора Дуффинга

$$\ddot{P} - \beta_P P + \alpha_P P^3 = 0, \quad (1.145)$$

где введены параметры

$$\alpha_P = \frac{\alpha \omega_0^2}{U^2}, \quad (1.146)$$

$$\beta_P = (\omega_0^2 + \Omega^2) \frac{U^2 - v_c^2}{c^2 - U^2}. \quad (1.147)$$

Здесь  $v_c = c / \sqrt{1 + \Omega^2 / \omega_0^2}$  — фазовая скорость линейной волны для дисперсионного уравнения (1.144) в длинноволновом пределе. Как известно, уравнение Дуффинга в виде (1.145) имеет ненулевое устойчивое положение равновесия при  $\beta_P > 0$  (в противоположном случае устойчивое положение равновесия будет соответствовать  $P = 0$ ). Ненулевое положение равновесия является условием для ненулевого значения амплитуды ударной волны. Как видно

из (1.145), положительному значению  $\beta_P$  соответствует следующее условие для скорости стационарной нелинейной волны:

$$v_c < U < c, \quad (1.148)$$

т.е. скорость стационарных нелинейных волн должна превышать фазовую скорость в длинноволновом пределе. С другой стороны, ранее мы получали, что скорость нелинейных волн в линии с насыщенным ферритом оказывается меньше фазовой скорости в длинноволновом пределе,  $v_{nl} < v_c$ , Рис. 1.19.

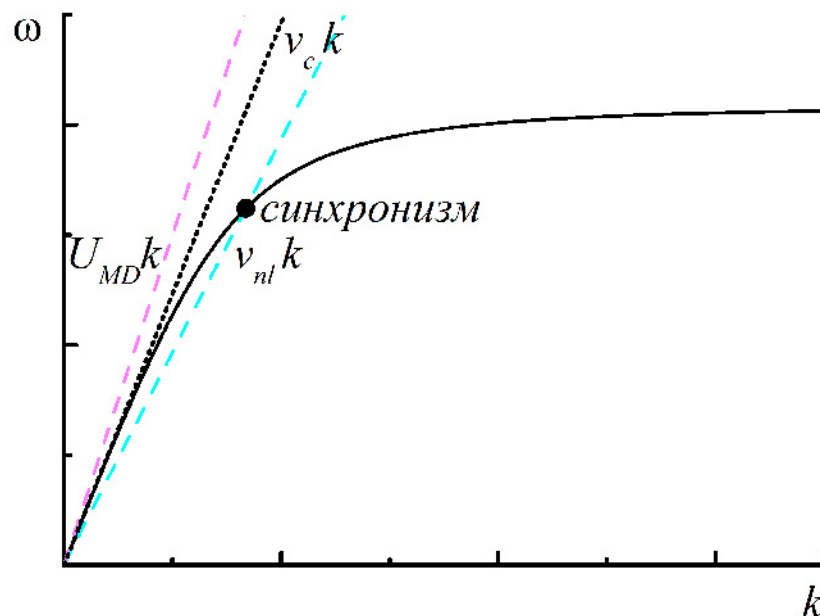


Рис. 1.19. Скорость стационарной нелинейной волны (штрихованные линии): для уравнений Максвелла-Дуффинга (1.142), (1.143) —  $U_{DM} > v_c$ , для уравнений Максвелла-Ландау-Лифшица (1.50), (1.51), (1.52), (1.53) —  $v_{nl} < v_c$ ;  $v_c$  — фазовая скорость линейной волны в длинноволновом пределе (пунктирная линия).

Именно условие  $v_{nl} < v_c$  обеспечивало синхронизм между фазовой скоростью возбуждаемых колебаний и ударным фронтом. Превышение скорости нелинейных стационарных волн над фазовой скоростью делает невозможным условие синхронизма ударного фронта с фазовой скоростью для системы уравнений Максвелла-Дуффинга, поскольку скорость ударного фронта заведомо меньше фазовой скорости ударной волны в среде. Таким образом, мож-



но полагать, что в диэлектрической среде с кубической нелинейностью возбуждение колебаний за фронтом ударной волны невозможно. Условие  $\beta_{h_\varphi} > 0$  в соответствующем уравнении Дуффинга (1.90) при одновременном выполнении условия  $v_{nl} < v_c$ , в свою очередь, обеспечивает гироскопический эффект, т.е. возбуждение ортогональных по отношению к вектору возбуждающего поля отклонений параметров среды.

## 1.6. Учет затухания колебаний за счет потерь в ферритах

### Линейное приближение

Учет затухания гиромагнитной прецессии в насыщенном феррите согласно работе Ландау-Лифшица осуществляется путем добавления в уравнение прецессии вращающего момента, который стремится повернуть вектор намагниченности вдоль направления действующего магнитного поля. Коэффициент пропорциональности  $\alpha$ , стоящий перед этим членом, называют феноменологическим параметром затухания, причем обычно  $\alpha \ll 1$ . Волновое уравнение для главной TEM-волны в коаксиале с насыщенным ферритом и уравнение Ландау-Лифшица с затуханием в безразмерном виде записывается аналогично (1.50):

$$\frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \tau^2} = \lambda \frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2}, \quad (1.149)$$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}] - \alpha[\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{h}]]. \quad (1.150)$$

Считая, что осциллирующие компоненты магнитного поля кроме  $h_\varphi$  появляются за счет прецессии магнитного момента согласно уравнениям:

$$h_r = -N_r m_r, \quad (1.151)$$

$$h_z = h_{z0} + \chi(1 + m_z), \quad (1.152)$$

и проводя линеаризацию уравнений (1.149) и (1.150), можно получить сле-

дующее дисперсионное соотношение с учетом затухания:

$$k = \frac{\omega}{v_\varepsilon} \sqrt{\frac{\omega_2^2 - \omega^2 + i\alpha\omega_4\omega}{\omega_1^2 - \omega^2 + i\alpha\omega_3\omega}}, \quad (1.153)$$

где константы для частот выражаются через формулы

$$\omega_1 = \gamma M_S \sqrt{(\chi m_\varphi^2 + h_\Sigma)(N_r + h_\Sigma)}, \quad (1.154)$$

$$\omega_2 = \gamma M_S \sqrt{(\chi m_\varphi^2 + h_\Sigma + \lambda m_z^2)(N_r + h_\Sigma)}, \quad (1.155)$$

$$\omega_3 = \gamma M_S (h_\Sigma (1 + m_\varphi + m_z) + N_r + \chi m_\varphi), \quad (1.156)$$

$$\omega_4 = \gamma M_S (h_\Sigma (1 + m_\varphi + m_z) + N_r + \chi m_\varphi + \lambda m_z). \quad (1.157)$$

Как можно убедиться, формулы (1.154) и (1.155) для частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  при отсутствии затухания переходят в формулы (1.63) и (1.64) при радиальном размагничивающем факторе  $N_r = 0$  и в формулы (1.71) и (1.72) при  $N_r = 1$ .

Представляя комплексное волновое число как  $k = k' - ik''$ , для действительной его части можно построить дисперсионную зависимость. В качестве параметров нелинейной линии выберем такие же, как на Рис. 1.6 для дисперсионной зависимости без учета затухания, а также положим  $N_r = 0$  и  $\alpha = 0.05$ , Рис. 1.20.

Как видно из рисунка, при учете затухания у дисперсионной зависимости исчезает «запрещенный» интервал частот. При этом частота синхронизма фазовой скорости с ударным фронтом остается почти неизменной. Нужно сказать, что параметр  $\alpha$ , вообще говоря, неизвестен для произвольной марки феррита и специальные методы его измерения нами не разрабатывались. Однако необходимо отметить, что повышение этого параметра может привести к тому, что условия синхронизма не смогут выполняться из-за изменения дисперсионной кривой. Например, на Рис. 1.21 приведена дисперсионная зависимость при тех же параметрах, что и на Рис. 1.20, но здесь  $\alpha = 0.2$ .

Как видно, уже при все еще малом значении  $\alpha = 0.2$  фазовая скорость волны в феррите превосходит скорость ударного фронта для любого значения

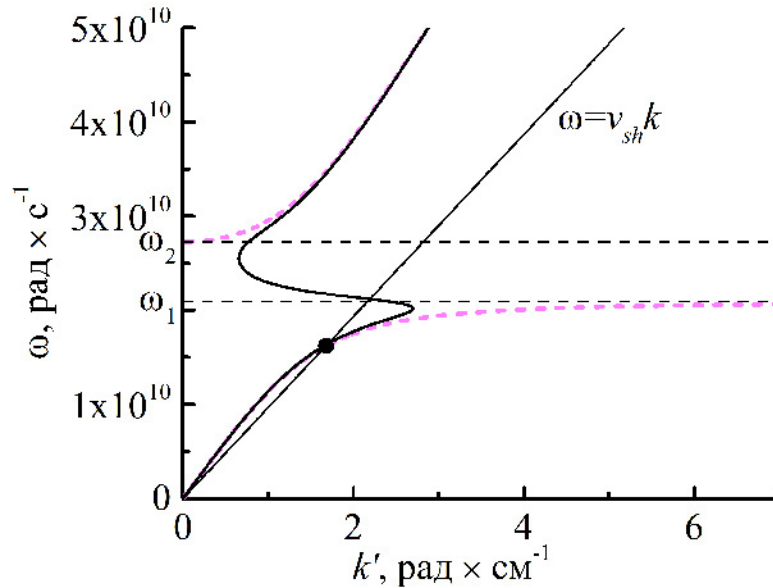


Рис. 1.20. Дисперсионная зависимость с учетом затухания с параметрами нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.05$ . Штрихованными линиями показана дисперсионная зависимость без затухания, а также точка синхронизма фазовой скорости с ударным фронтом.

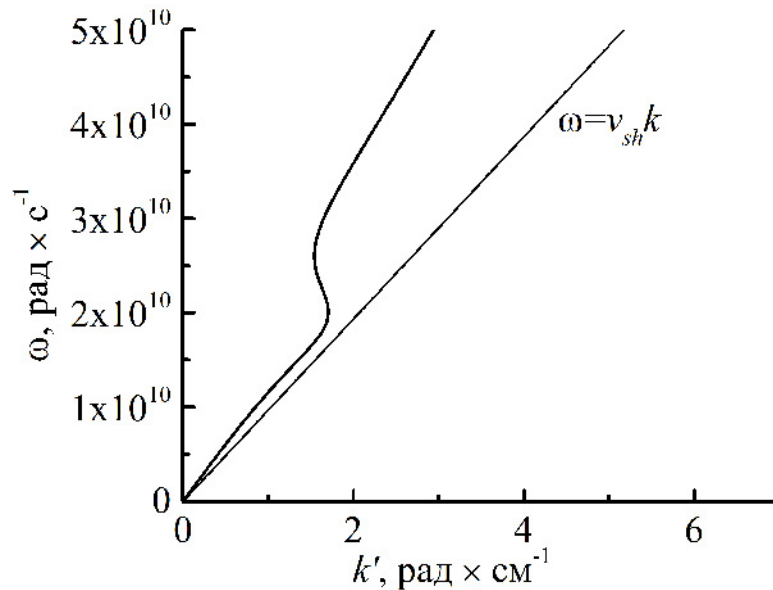


Рис. 1.21. Дисперсионная зависимость с учетом затухания с параметрами нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.2$ . Фазовая скорость везде превосходит скорость ударного фронта.

частоты. Таким образом, можно полагать, что  $\alpha$  по порядку величины находится в диапазоне  $0.01 < \alpha < 0.1$ . Зависимость мнимой части волнового числа с параметрами нелинейной линии как на Рис. 1.6 и  $\alpha = 0.05$  приведена на

Рис. 1.22.

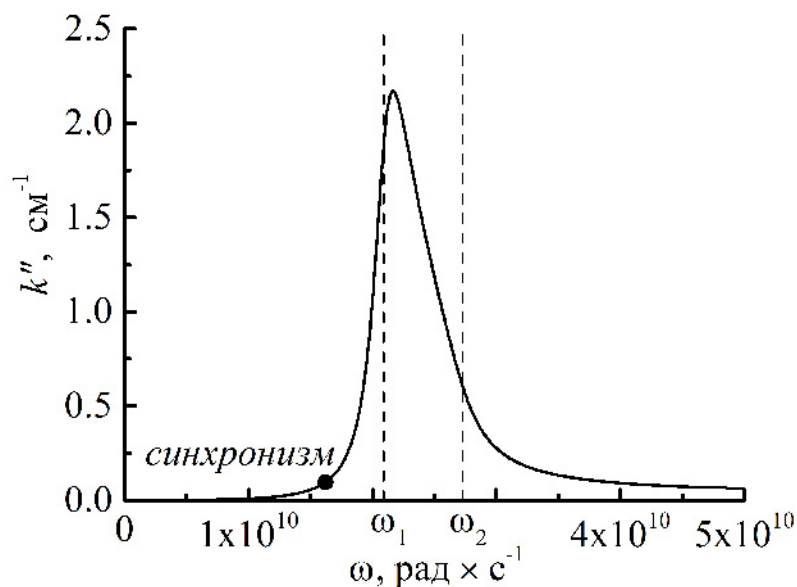


Рис. 1.22. Зависимость мнимой части волнового числа с параметрами нелинейной линии:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.05$ .

Поскольку мы рассматриваем линейное приближение для гармонических волн, зависящих от координаты как  $e^{-ikz}$ , то на частоте синхронизма с ударной волной амплитуда волны спадает в  $e$  раз на длине  $1/k''$ . Соответствующее число осцилляций можно найти по формуле

$$n_e = \frac{k'}{2\pi k''}. \quad (1.158)$$

Для параметров нелинейной линии как на Рис. 1.6 и  $\alpha = 0.05$  амплитуда колебаний спадает за  $n_e \approx 3$  осцилляций. Таким образом, можно ожидать что для стационарной нелинейной волны осцилляции за ударным фронтом будут спадать в  $e$  раз всего за несколько периодов.

### Приближение стационарной волны

Рассмотрим приближение стационарной волны, когда ударный фронт и затухающие осцилляции за ним не изменяют своей формы по мере распространения по нелинейной линии [А34]. При этом можно перейти к безразмерной фазе волны  $\xi = \tau - \zeta\eta$  в соответствии с преобразованиями (1.75). Это позволяет из волнового уравнения (1.149) получить связь между азимуталь-

ными компонентами магнитного поля и намагниченности

$$h_{\varphi} = \frac{\lambda}{\eta^2 - 1} \cdot m_{\varphi}. \quad (1.159)$$

Поскольку скорость стационарной нелинейной волны без учета затухания  $v_{nl}$  и соответственно параметр  $\eta = v_{\varepsilon}/v_{nl}$  почти не зависят от амплитуды колебаний, Рис. 1.15, мы можем положить этот параметр равным значению в линейном приближении, когда в среднем намагниченность направлена вдоль магнитного поля. В этом случае азимутальная компонента магнитного поля относится к результирующему полю, как азимутальная компонента намагниченности относится к намагниченности насыщения,  $\bar{h}_{\varphi}/h_{\Sigma} = \bar{m}_{\varphi}$ , где  $h_{\Sigma}$  — решение уравнения (1.26) для коллинеарности магнитного поля и намагниченности. Применяя это условие не только к среднему значению, но и ко всей нелинейной стационарной волне, можно переписать условие (1.159) как

$$h_{\varphi} = h_{\Sigma} \cdot m_{\varphi}. \quad (1.160)$$

Тогда все три компоненты магнитного поля в стационарной волне определяются компонентами намагниченности согласно уравнениям (1.151), (1.152) и (1.160). Исключая из уравнения для намагниченности насыщения  $m_r(\xi)^2 + m_{\varphi}(\xi)^2 + m_z(\xi)^2 = 1$ , например,  $m_z$ , уравнение Ландау-Лифшица можно свести к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка для  $m_r$  и  $m_{\varphi}$ . Их можно решить при нулевых начальных условиях численным методом, используя современные математические пакеты, которые позволяют решать подобные задачи при помощи нескольких процедур. В частности, применяя метод Рунге-Кутты-Фельберга четвертого порядка (RK45), реализованный в среде Maple, можно получить решение в приближении стационарной волны для компонент намагниченности при начальных условиях  $m_r(0) = 0$ ,  $m_{\varphi}(0) = 0.001$  (условие  $m_{\varphi}(0) = 0$  соответствует «бесконечно» медленному выходу из седловой точки) и параметрах нелинейной линии как на Рис. 1.20, представленное на Рис. 1.23.

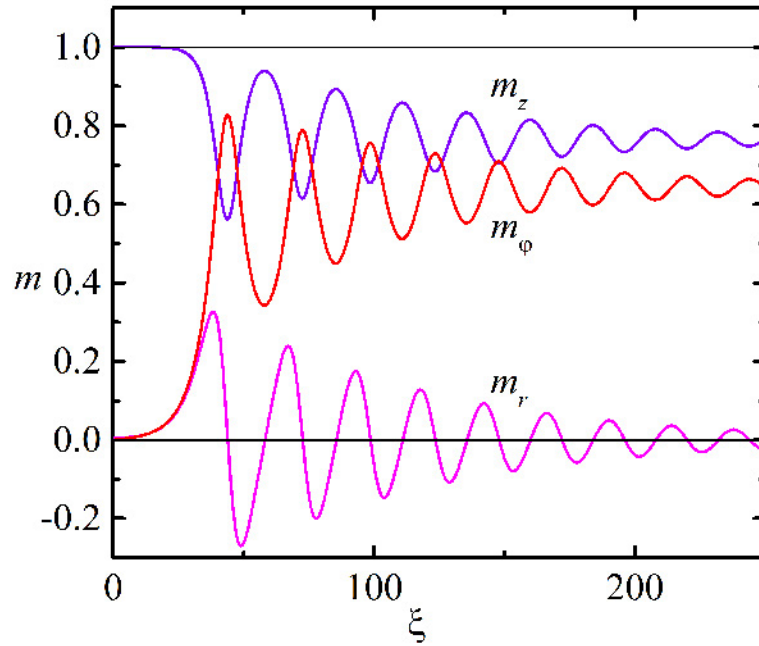


Рис. 1.23. Решения для компонент намагниченности в стационарной волне для нелинейной линии с параметрами:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\phi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.05$ .

Для наглядности, на Рис. 1.24 приведена траектория вращения вектора намагниченности, соответствующая решению, представленному на Рис. 1.23.

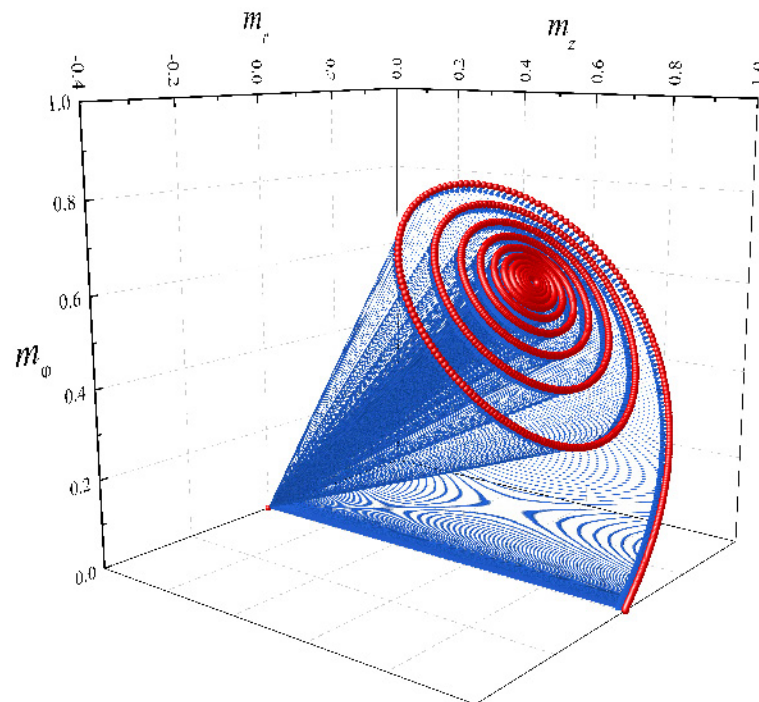


Рис. 1.24. Траектория вращения вектора намагниченности, соответствующая решению, представленному на Рис. 1.23.

Используя связь между азимутальной намагниченностью и магнитным полем (1.160), можно построить профиль стационарной ударной волны для напряжения импульса, бегущего по нелинейной линии. С учетом выбранных параметров нелинейной линии соответствующая осциллограмма напряжения приведена на Рис. 1.25

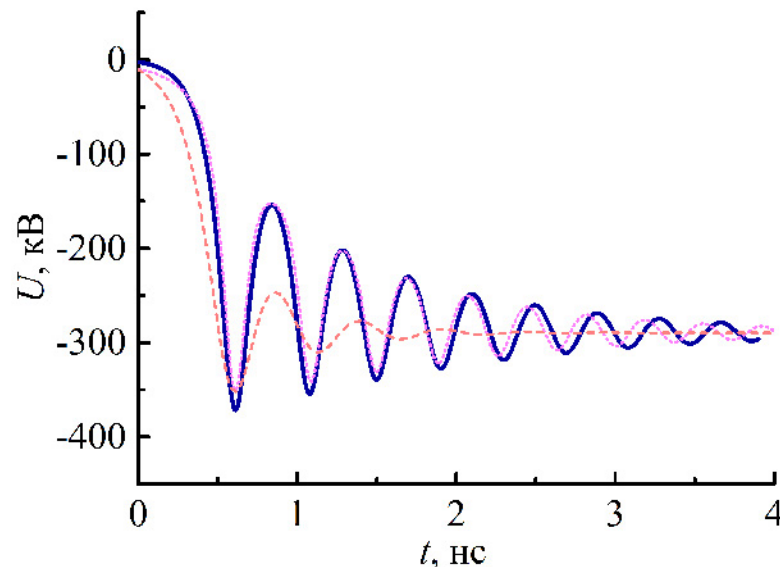


Рис. 1.25. Расчетная осциллограмма напряжения для стационарной волны для нелинейной линии с параметрами:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.05$ ; осциллограммы для с десятикратным увеличением продольного поля  $h_{z0} = 1.4$  (штрихованная линия) и с десятикратным уменьшением  $h_{z0} = 0.014$  (пунктирная линия).

Фазовый портрет в плоскости безразмерных параметров  $[h_{\varphi}, \dot{h}_{\varphi}]$  представлен на Рис. 1.26. Здесь движение начинается вблизи седловой точки и заканчивается в точке типа «устойчивый фокус».

Как следует из Рис. 1.25, при увеличении продольного поля подмагничивания эффективность возбуждения колебаний уменьшается, в то время как уменьшение продольного поля не приводит к заметному изменению эффективности. Однако при малых магнитных полях насыщение феррита не происходит и процесс формирования ударной волны происходит без возбуждения гиромангнитной прецессии и осцилляций за ударным фронтом [A2]. Таким образом, поскольку как следует из эксперимента, эффективность воз-

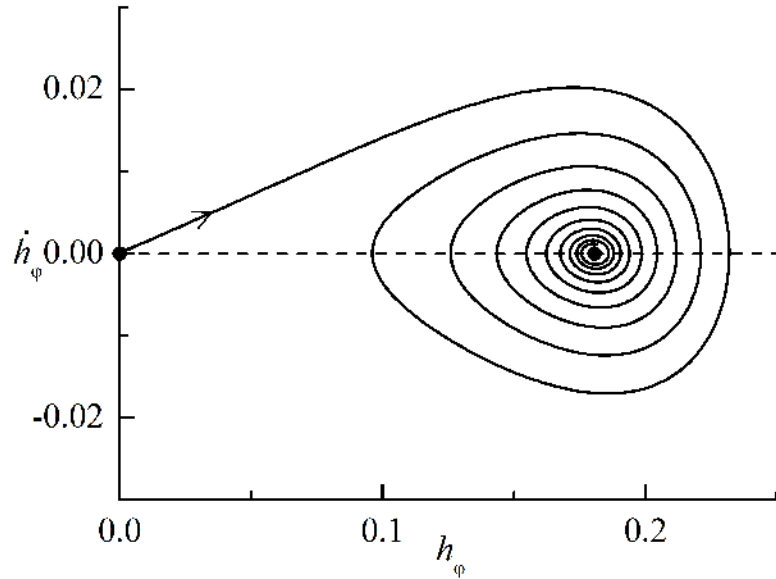


Рис. 1.26. Фазовый портрет для стационарной волны для нелинейной линии с параметрами:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_{\varphi} = 0.18$ ,  $\chi = 0.31$ ,  $N_r = 0$ ,  $\alpha = 0.05$ .

буждения колебаний увеличивается до максимума при увеличении продольного магнитного поля от значения, соответствующего штрихованной линии на Рис. 1.25, до значения, соответствующего сплошной линии на Рис. 1.25, то можно предположить, что соответствующий рост эффективности связан с постепенным приближением к насыщению феррита продольным полем в исходном состоянии. Соответственно, можно полагать, что максимальное значение эффективности возбуждения колебаний экспериментально определяет продольное магнитное поле, приводящее феррит в состояние насыщения.

Для анализа возбуждения осцилляций и ограничения эффективности в сильном продольном поле можно воспользоваться редуکتивным методом возмущений, описанном в предыдущем параграфе. В приближении сильного продольного магнитного поля, когда  $h_{\varphi} \ll h_z \approx h_{z0}$ , для  $h_{\varphi}$ ,  $m_{\varphi}$  и  $m_z$  можно записать разложения по степеням  $\varepsilon$ , как это уже было сделано в предыдущем параграфе:

$$h_{\varphi} = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i h_{\varphi i}, \quad m_{\varphi} = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i m_{\varphi i}, \quad m_z = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon^i m_{z i}. \quad (1.161)$$

Считая затухание в феррите достаточно слабым,  $\alpha \ll 1$ , уравнение Лан-



дау-Лифшица можно переписать в форме, предложенной Гильбертом:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}] + \alpha[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau}] \quad (1.162)$$

Векторное произведение, соответствующее затуханию в (1.162), дает по два слагаемых для каждой из компонент вектора. Используя разложение (1.161), можно показать, что наибольший вклад в затухание вносит слагаемое, пропорциональное  $m_z \frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau}$ , поскольку все остальные слагаемые меньше на фактор  $\varepsilon$  первого и более высоких порядков. Полагая, что параметр  $\varepsilon$  и параметр затухания  $\alpha$  сравнимы по порядку величины, слагаемое  $\alpha m_z \frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau}$  оказывается сравнимым с правой частью уравнения  $\frac{\partial m_r}{\partial \tau}$ , поскольку оба имеют один и тот же порядок малости  $\varepsilon^2$ . Другими словами, в приближении сильного продольного поля член уравнения Ландау-Лифшица, отвечающий за затухание, перестает быть малой поправкой и существенно влияет на динамику формирования осцилляций, приводя к более быстрому их затуханию.

Рассмотрим приближение стационарной волны. В полученное нами ранее уравнение для нелинейного осциллятора в случае полного заполнения коаксиала ферритом добавится слагаемое  $\alpha m_z \frac{\partial m_\varphi}{\partial \xi} \approx \alpha \frac{\partial m_\varphi}{\partial \xi}$ . Используя уравнение связи между  $h_\varphi$  и  $m_\varphi$  (1.160), приводим полученное ранее уравнение Дуффинга для  $h_\varphi$  (1.90) к виду:

$$\ddot{h}_\varphi + \delta_h \dot{h}_\varphi - \beta_h h_\varphi + \alpha_h h_\varphi^3 = 0, \quad (1.163)$$

где введены параметры

$$\alpha_h = \frac{(1 + h_\Sigma)^2}{2h_\Sigma^2}, \quad (1.164)$$

$$\beta_h = \sqrt{1 - h_0^2/h_\Sigma^2} (1 + h_{z0}) (1 + h_\Sigma) + \frac{(1 + h_\Sigma)^2}{2h_\Sigma^2} h_0^2 - (1 + h_{z0})^2, \quad (1.165)$$

$$\delta_h = \alpha (1 + h_{z0}), \quad (1.166)$$

$$h_0 = h_\Sigma m_0. \quad (1.167)$$

Уравнение Дуффинга с затуханием типа (1.163) исследовалось многими авторами [81], в том числе применительно к ударным волнам [82], однако в

общем виде оно является неинтегрируемым [82]. Поэтому рассмотрим численное решение данного уравнения. Решение данного уравнения методом RK45 в среде Maple при начальных условиях  $\frac{\partial h_\varphi(0)}{\partial \xi} = 0$ ,  $h_\varphi(0) = 0.001$  приведено на Рис. 1.27.

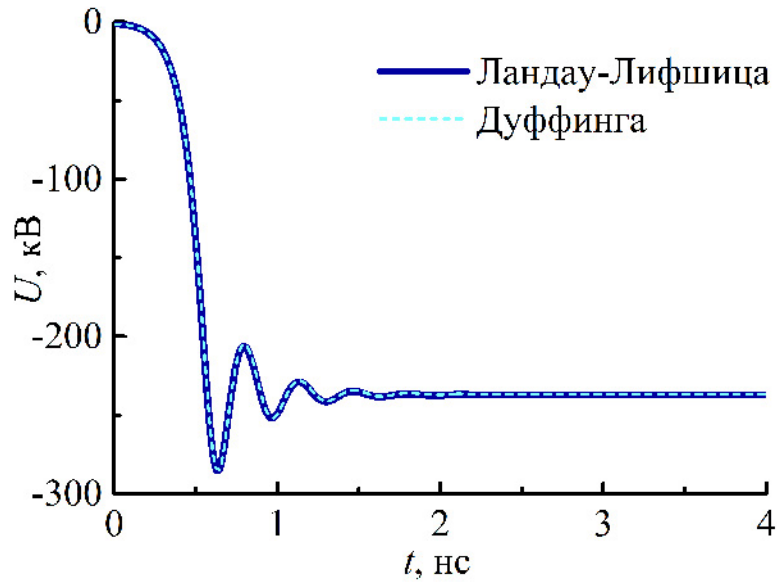


Рис. 1.27. Численное решение для стационарной волны для нелинейной линии с параметрами:  $h_{z0} = 0.14$ ,  $h_\varphi = 0.18$ ,  $\chi = 1$ ,  $N_r = 1$ ,  $\alpha = 0.05$ : сплошная линия — решение уравнения Ландау-Лифшица (1.150); штрихованная линия — решение уравнения Дуффинга (1.163).

Также на Рис. 1.27 приведено решение уравнения Ландау-Лифшица (1.150) для стационарной волны с такими же начальными условиями. Как видно, решения совпадают с хорошей точностью, что подтверждает применимость приближения уравнения Дуффинга (1.163) в случае сильного продольного поля.

### Уравнение Кортевега-де Вриза-Бюргерса

Вернемся к рассмотрению нестационарной динамики возбуждения осцилляций в сильном продольном магнитном поле. Используя разложение (1.161) в уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта (1.162) и переходя к «медленным» переменным (1.123), (1.124) систему уравнений для  $h_\varphi$  и  $m_\varphi$  (1.134), (1.135) можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{\partial^2 h_\varphi}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2}, \quad (1.168)$$

$$\frac{\partial^2 m_\varphi}{\partial \tau^2} + (1 + h_{z0}) \left( h_{z0} + \varepsilon^2 \frac{m_{\varphi 1}^2}{2} \right) m_\varphi \simeq (1 + h_{z0}) \left( 1 - \varepsilon^2 \frac{m_{\varphi 1}^2}{2} \right) h_\varphi - \alpha \frac{\partial m_\varphi}{\partial \tau}. \quad (1.169)$$

Если положить, что параметр  $\varepsilon$  и параметр затухания  $\alpha$  сравнимы по порядку величины, то учет членов порядка  $\varepsilon^5$  в уравнении (1.168) и порядка  $\varepsilon^3$  в уравнении (1.169) приводит к следующим уравнениям (здесь и далее для простоты опускаем штрих у  $\tau$ ):

$$\frac{\partial^2 h_{\varphi 3}}{\partial \xi^2} - h_{z0} \frac{\partial^2 m_{\varphi 3}}{\partial \xi^2} + 2 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})^{3/2} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \tau \partial \xi} = 0, \quad (1.170)$$

$$h_{z0} m_{\varphi 3} - h_{\varphi 3} + \frac{1 + h_{z0}}{2} m_{\varphi 1}^3 + \frac{h_{z0}}{(1 + h_{z0})^2} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^2} = \frac{\alpha \sqrt{h_{z0}}}{\varepsilon (1 + h_{z0})^{3/2}} \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \xi}. \quad (1.171)$$

Интегрируя первое уравнение по  $\xi$  с нулевыми граничными условиями на бесконечности и дифференцируя второе уравнение по  $\xi$ , получаем

$$\frac{\partial h_{\varphi 3}}{\partial \xi} - h_{z0} \frac{\partial m_{\varphi 3}}{\partial \xi} + 2 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})^{3/2} \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \tau} = 0, \quad (1.172)$$

$$h_{z0} \frac{\partial m_{\varphi 3}}{\partial \xi} - \frac{\partial h_{\varphi 3}}{\partial \xi} + \frac{3(1 + h_{z0})}{2} m_{\varphi 1}^2 \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{h_{z0}}{(1 + h_{z0})^2} \frac{\partial^3 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = \frac{\alpha \sqrt{h_{z0}}}{\varepsilon (1 + h_{z0})^{3/2}} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^2}. \quad (1.173)$$

Складывая последние два уравнения, получим модифицированное уравнение Кортевега-де Вриза-Бюргера (мКдВБ) для азимутальной компоненты намагниченности в первом приближении:

$$\frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \tau} + \frac{3}{4 \sqrt{h_{z0}} (1 + h_{z0})} m_{\varphi 1}^2 \frac{\partial m_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{\sqrt{h_{z0}}}{2(1 + h_{z0})^{7/2}} \frac{\partial^3 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = \frac{\alpha}{\varepsilon (1 + h_{z0})^3} \frac{\partial^2 m_{\varphi 1}}{\partial \xi^2}. \quad (1.174)$$

Используя уравнения связи между  $h_{\varphi 1}$  и  $m_{\varphi 1}$  (1.128) и (1.132), получаем аналогичное уравнение мКдВБ для азимутальной компоненты магнитного поля (тока, бегущего по передающей линии) в первом приближении:

$$\frac{\partial h_{\varphi 1}}{\partial \tau} + \frac{3}{4 h_{z0}^{5/2} \sqrt{1 + h_{z0}}} h_{\varphi 1}^2 \frac{\partial h_{\varphi 1}}{\partial \xi} + \frac{\sqrt{h_{z0}}}{2(1 + h_{z0})^{7/2}} \frac{\partial^3 h_{\varphi 1}}{\partial \xi^3} = \frac{\alpha}{\varepsilon (1 + h_{z0})^3} \frac{\partial^2 h_{\varphi 1}}{\partial \xi^2}. \quad (1.175)$$

Уравнение мКдВБ исследовалось многими авторами [83–86]. Применительно к задаче формирования ударной волны с затухающими осцилляциями современные аналитические методы развивались Р. Ф. Бикбаевым [84, 85] и В. П. Котляровым [86]. И хотя в некоторых частных случаях данное уравнение имеет аналитические решения [87], в общем случае решение в виде ударной волны может быть описано только качественно. Поэтому уравнение мКдВБ (1.175) можно исследовать численными методами, однако данная задача выходит за рамки задач данной диссертации. Кроме того, входящий в правую часть (1.175) множитель  $\alpha/\epsilon$  по порядку величины равен единице, однако в силу произвольного выбора параметра  $\epsilon$  численное решение уравнения (1.175) имеет скорее иллюстративный характер, подтверждающий сделанные ранее выводы.

## 1.7. Выводы к первой главе

В данной главе приведены теоретические аспекты возбуждения колебаний в гиромагнитной нелинейной линии на основе анализа динамики главной ТЕМ-волны коаксиала при ее взаимодействии с волной намагниченности. Мы рассмотрели формирование ударной волны в нелинейной линии с насыщенным ферритом без учета дисперсии. Полученная формула для длины нелинейной линии, на которой происходит обострение фронта дает величину, обратно пропорциональную амплитуде падающего импульса и для характерных параметров нелинейной линии составляющую несколько десятков сантиметров при исходной длительности фронта в несколько наносекунд. Анализ дисперсионной зависимости для ТЕМ-волны показал, что за возбуждение высокочастотных колебаний в гиромагнитной нелинейной линии отвечает длинноволновая область дисперсионной характеристики. При этом частота, на которой происходит возбуждение колебаний определяется условием синхронизма между скоростью ударной волны и фазовой скоростью

волны на данной частоте. Групповая скорость волны на частоте синхронизма оказывается существенно ниже фазовой скорости, что приводит к эффективному оттоку генерируемой ВЧ мощности от области фронта. В приближении стационарной волны исходная система уравнений без учета затухания сводится к уравнению Дуффинга для нелинейного консервативного осциллятора с кубической нелинейностью для пропорционально связанных между собой волн азимутальных компонент намагниченности и магнитного поля. Таким образом, насыщенный феррит в коаксиальной линии представляет собой среду с кубической нелинейностью. Полученное уравнение является полностью интегрируемым и имеет решения в виде уединенной волны, а также в виде периодических несинусоидальных колебаний, выражаемых через эллиптические функции Якоби — кноидальные волны. Исследован фазовый портрет полученных решений, из которого следует, что максимальная амплитуда первого пика не может превышать величины, равной  $\sqrt{2}$ , умноженной на амплитуду падающего импульса. Получены выражения для периода и скорости кноидальных волн в зависимости от амплитуды колебаний. Анализ частоты кноидальных волн показал, что их частота возрастает с ростом амплитуды импульса и спадает с полем подмагничивания. С физической точки зрения, данный тип волн можно назвать связанными электромагнитно-спиновыми волнами, для которых характерно длинноволновое приближение и пренебрежение обменным взаимодействием. Поскольку скорость этих волн незначительно отличается от скорости электромагнитной волны в нелинейной линии без учета ее магнитных свойств (скорости света), эти волны, в отличие от спиновых волн (которые являются существенно замедленными относительно скорости света) можно назвать «быстрыми» спиновыми волнами. С точки зрения анализа нестационарных процессов, исходная система уравнений без учета затухания может быть сведена при помощи редуктивного метода возмущений к модифицированному уравнению Кортевега-де-Вриза (мКдВ) в случае сильного поля подмагничивания, существенно превышающего ази-

мутальное магнитное поле бегущего импульса. Уравнение мКдВ является эталонным для сред с кубической нелинейностью и встречается в задаче о распространении света в среде с кубической нелинейностью материального уравнения для поляризации среды (уравнения Максвелла-Дуффинга). Однако в этой задаче невозможно возбуждение колебаний ударным фронтом из-за невыполнения условия синхронизма с фазовой скоростью во всем диапазоне параметров. Исследовано влияние затухания в феррите на дисперсионную зависимость. Показано, что для характерных параметров нелинейной линии и затухания амплитуда волны спадает в  $e$  раз за несколько осцилляций. В приближении стационарной волны исходная система уравнений с учетом затухания упрощается и может быть проинтегрирована численно. Приводится расчетная осциллограмма для стационарной ударной волны с затухающими осцилляциями, которая близка к тем осциллограммам, которые наблюдаются в эксперименте. Анализ зависимости решения от продольного магнитного поля показывает, что в слабом магнитном поле эффективность возбуждения колебаний меняется незначительно по сравнению с максимальной, однако при этом само уравнение Ландау-Лифшица становится неприменимым, поскольку не происходит насыщения феррита. В сильном магнитном поле эффективность возбуждения колебаний уменьшается, поскольку член уравнения Ландау-Лифшица, отвечающий за затухание, перестает быть малой поправкой и становится сравнимым с остальными членами уравнения. В случае стационарной волны в сильном продольном магнитном поле исходная система уравнений с учетом затухания сводится к уравнению Дуффинга для нелинейного осциллятора с затуханием, численное решение которого приводит к тому же результату, что и решение уравнения Ландау-Лифшица. В случае нестационарной волны в сильном продольном магнитном поле исходная система уравнений с учетом затухания сводится к модифицированному уравнению Кортевега-де-Вриза-Бюргерса (мКдВБ), которое встречается при анализе динамики ударных волн.

## Глава 2

# Экспериментальное определение параметров нелинейной линии с насыщенным ферритом, обеспечивающих эффективное возбуждение ВЧ колебаний

### Постановка эксперимента

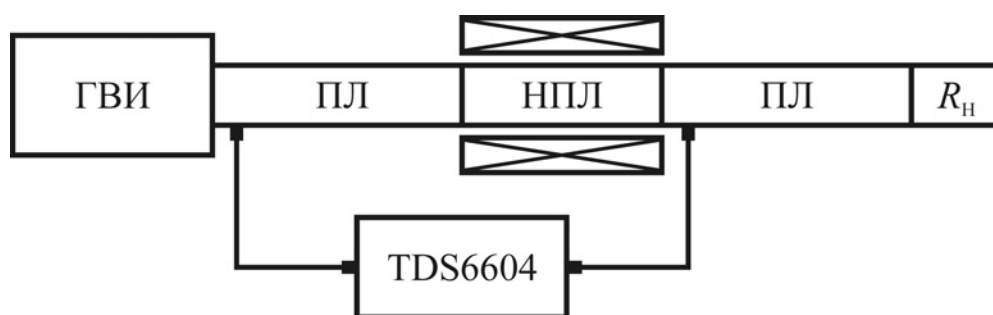


Рис. 2.1. Общая схема макета для экспериментальных исследований.

Общая схема экспериментальных макетов, при работе с которыми были получены экспериментальные данные, представленные в настоящей диссертации, показана на Рис. 2.1. Большая часть экспериментов была выполнена с генераторами высоковольтных импульсов (ГВИ), которые относятся к семейству СИНУС [88]. Они представляют собой формирующую линию, заполненную трансформаторным маслом, зарядка которой осуществляется через встроенный в нее трансформатор Тесла.

Поскольку экспериментальные данные по динамике возбуждения колебаний были получены в основном на генераторе СИНУС-200, остановимся подробнее на экспериментальном макете на его основе. Волновое сопротивление формирующей линии генератора СИНУС-200 составляет 28 Ом. Коммутация формирующей линии на нагрузку происходит за счет самопробоя разрядника высокого давления, заполненного азотом. Регулирование давле-

ния в разряднике позволяет изменять напряжение самопробоя и получать импульсы напряжения с амплитудой в широком диапазоне от 80 кВ до 300 кВ. Генератор был нагружен на передающую линию (ПЛ) с волновым сопротивлением 28 Ом и длиной  $\sim 1200$  мм. Благодаря согласованному режиму, падающая от генератора мощность достигала  $\sim 3$  ГВт. Длительность падающего импульса по полувысоте составляла 9 нс, что задается длиной формирующей линии. Длина передающей линии была достаточной, чтобы на ее входе снять осциллограмму напряжения всего импульса без наложения отражений от ее конца. В качестве датчика напряжения был использован емкостный делитель напряжения, встроенный в коаксиальную линию. Снятый сигнал по высокочастотному кабелю после соответствующего ослабления в каскаде широкополосных аттенюаторов поступал на вход цифрового осциллографа Tektronix TDS6604 с аналоговой полосой 6 ГГц. Частота дискретизации осциллографа составляет 20 ГГц. В следующем параграфе будет рассмотрено взаимодействие с нелинейной передающей линией (НПЛ) импульса с амплитудой 290 кВ, который показан на Рис. 2.2. Результаты будут представлены для двух геометрий нелинейной линии. Зависимость частоты возбуждаемых колебаний в нелинейной линии от амплитуды импульса напряжения будет проанализирована в Главе 3.

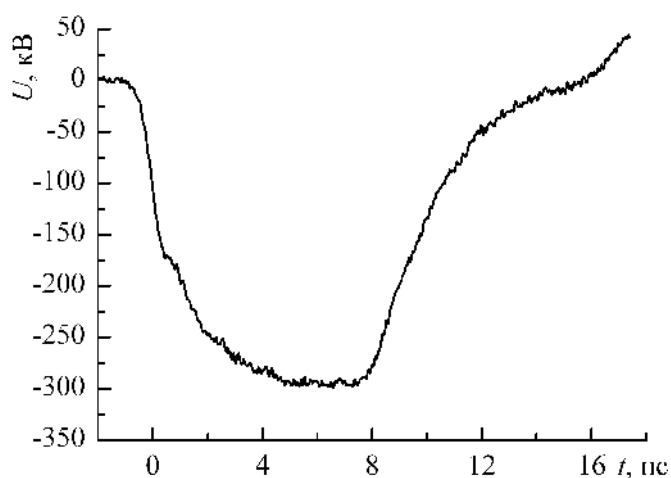


Рис. 2.2. Падающий импульс.



После взаимодействия с ферритовой линией высоковольтный импульс поступал в следующую передающую линию с волновым сопротивлением также 28 Ом и длиной  $\sim 1300$  мм. В конце линии импульс поглощался в согласованной нагрузке с активным сопротивлением 25 Ом. Длина второй передающей линии также была достаточна, чтобы исключить наложение отражений от активной нагрузки на регистрируемую на ее входе осциллограмму напряжения. Осциллограмма напряжения высоковольтного импульса, после его взаимодействия с ферритовой линией, регистрировалась тремя различными датчиками. Принцип действия и детальная конструкция этих датчиков представлена в Приложении А (см. стр. 214). Чтобы отличать, о каком датчике идет речь, в тексте диссертации введены условные названия датчиков — *чип*, *зонд*, *линия*. Обе передающие линии, ферритовая линия и нагрузка представляли собой сообщающиеся сосуды, заполненные трансформаторным маслом.

В качестве нелинейного магнитного материала был использован NiZn феррит марки 200ВНП с низкой коэрцитивной силой  $H_c = 80$  кА/м и с индукцией насыщения  $B_s = 0.4$  Тл. Анализ особенностей возбуждения высокочастотных колебаний с использованием других марок феррита представлен в параграфе 3.4 (см. стр. 135).

В экспериментах были использованы две различные конструкции нелинейных передающих линий, различающихся геометрией. Для простоты обращения к той или иной конструкции в диссертации используются условные обозначения — Геометрия 1 и Геометрия 2, описание каждой из которых дано ниже.

### **Геометрия 1**

Схема ферритовой линии, соответствующей Геометрии 1, представлена на Рис. 2.3.

Были выбраны ферритовые кольца со следующими размерами: внутренний диаметр — 40 мм, внешний диаметр — 65 мм, длина — 9 мм. Централь-



Рис. 2.3. Схема нелинейной линии в Геометрии 1.

ный проводник передающих линий (ПЛ) и нелинейной передающей линии (НПЛ) имел диаметр 40 мм. Внешний проводник коаксиальной системы — 80 мм. Оба проводника коаксиальной линии были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Длина ферритовой линии могла варьироваться в интервале  $0 \div 1075$  мм (118 колец). Импеданс передающих линий без феррита составлял 28 Ом при изоляции трансформаторным маслом. Центральный проводник коаксиала поддерживался двумя диафрагмами из оргстекла толщиной 8 мм каждая. На внешний проводник нелинейной линии был намотан соленоид, который имел длину  $\sim 1.5$  м, состоял из  $\sim 18000$  витков и работал в диапазоне токов  $0 \div 6.5$  А. Продольное магнитное поле, измеренное на оси соленоида вдали от его краев, составляло  $\sim 10.4$  кА/м при токе 1 А.

## Геометрия 2

Схема ферритовой линии, соответствующей Геометрии 2, представлена на Рис. 2.4.

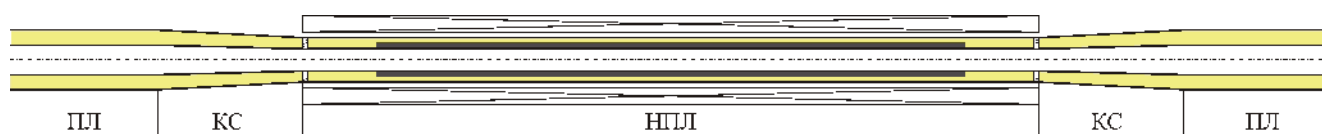


Рис. 2.4. Схема нелинейной линии в Геометрии 2.

Во второй геометрии размеры ферритовых колец составляли: внутренний диаметр — 28 мм, внешний диаметр — 45 мм, длина — 8 мм. Диаметр центрального проводника нелинейной линии был равен 28 мм. Внутренний диаметр внешнего проводника нелинейной линии — 56 мм. Внешний и внутренний диаметры проводников передающих линий составляли 80 мм и 40 мм соответственно. Они были подсоединены к нелинейной линии при помощи

конусных согласователей (КС) длиной 200 мм, как показано на Рис. 2.4. Проводники были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Волновое сопротивление всей коаксиальной линии, заполненной трансформаторным маслом, составляло 28 Ом при изъятии феррита. Длина нелинейной линии (количество ферритовых колец) варьировалось в диапазоне  $0 \div 800$  мм (100 колец). Центральный проводник нелинейной линии поддерживался двумя диафрагмами из оргстекла толщиной 6 мм каждая. Соленоид имел длину  $\sim 1$  м, состоял из  $\sim 11000$  витков и работал в диапазоне токов  $0 \div 8$  А. Продольное магнитное поле, измеренное на оси соленоида вдали от его краев, составляло  $\sim 11.4$  кА/м при токе 1 А.

## **2.1. Динамика возбуждения колебаний при распространении высоковольтного импульса по нелинейной линии**

Возбуждение высокочастотных колебаний в коаксиальной линии с ферритом в насыщенном состоянии представляет собой нестационарный волновой процесс (Глава 1). Несмотря на сложность этого процесса, можно выделить основные этапы его последовательной эволюции, когда последующий этап не начинается, пока не закончится предыдущий. Такое деление условно, так как невозможно указать точно, когда заканчивается одна стадия и начинается следующая, но тем не менее деление на этапы эволюции экспериментально различимо и наполнено физическим содержанием. В данном параграфе на основе анализа полученного экспериментального материала показывается, что процесс возбуждения высокочастотных колебаний в ферритовой линии состоит из трех неотъемлемых составляющих: обострение фронта высоковольтного импульса до длительности, сравнимой с половиной периода возбуждаемых колебаний; нарастание высокочастотной мощности вдоль фер-

ритовой линии; насыщение мощности с длиной. Рассмотрим последовательно каждый этап.

### **Формирование ударного фронта**

Исходя из представлений, развитых в первой главе диссертации, можно утверждать, что возбуждение высокочастотных электромагнитных колебаний в нелинейных передающих линиях с насыщенным ферритом происходит за счет накачки ударным фронтом бегущей волны. Чтобы экспериментально подтвердить этот факт, прежде всего необходимо сформулировать, что понимается под ударным фронтом. Поскольку распространение разрывов непрерывности векторов поля является ни чем иным, как математической моделью, т.е. умозрительным процессом, которому в реальности нет соответствия, то естественно для фронта с конечной длительностью задать некоторый характерный интервал времени, меньше которого фронт будет называться ударным. В общем случае такой интервал задает время переходного процесса в среде, по которой распространяется электромагнитная волна. В рассматриваемом явлении таким переходным процессом является прецессия вектора намагниченности, а характерным временем — период прецессии. Более того, совершенно естественно предполагать, что сама частота возбуждаемых электромагнитных колебаний навязывается частотой колебаний макроскопических параметров нелинейной среды, т.е. частотой прецессии вектора намагниченности. Таким образом, под ударным фронтом в рассматриваемом явлении будет пониматься фронт, длительность которого меньше периода возбуждаемых колебаний.

Поскольку для 290 кВ импульса, показанного на Рис. 2.2, для обеих геометрий нелинейных линий частота возбуждаемых колебаний больше 1 ГГц, а длительность фронта падающего импульса превышает 2 нс, становится понятным, что такой фронт не является ударным для рассматриваемого явления. Это означает, что для накачки колебаний сама нелинейная линия должна этот фронт обострить. Как известно, коаксиальная линия с ненасыщенным

ферритом используется для обострения фронта [20, 21, 24, 25, 28, A2]. Насыщение феррита внешним продольным полем приводит к формированию еще более коротких фронтов, по сравнению с ненасыщенным ферритом [29, 56]. Вопрос сводится к тому, чтобы показать, что обострение в линии с насыщенным ферритом приводит к формированию именно ударного фронта в описанном выше смысле.

Для этого был поставлен эксперимент, который состоял в том, что длина ферритового заполнения нелинейной линии была выбрана заведомо малой, чтобы энергия в возбужденных колебаниях была несущественной, т.е. исследовалось обострение фронта без развития колебаний. На Рис. 2.5 показаны выходные осциллограммы напряжения для двух длин ферритового заполнения при одинаковом падающем импульсе и внешнем поле в Геометрии 1.

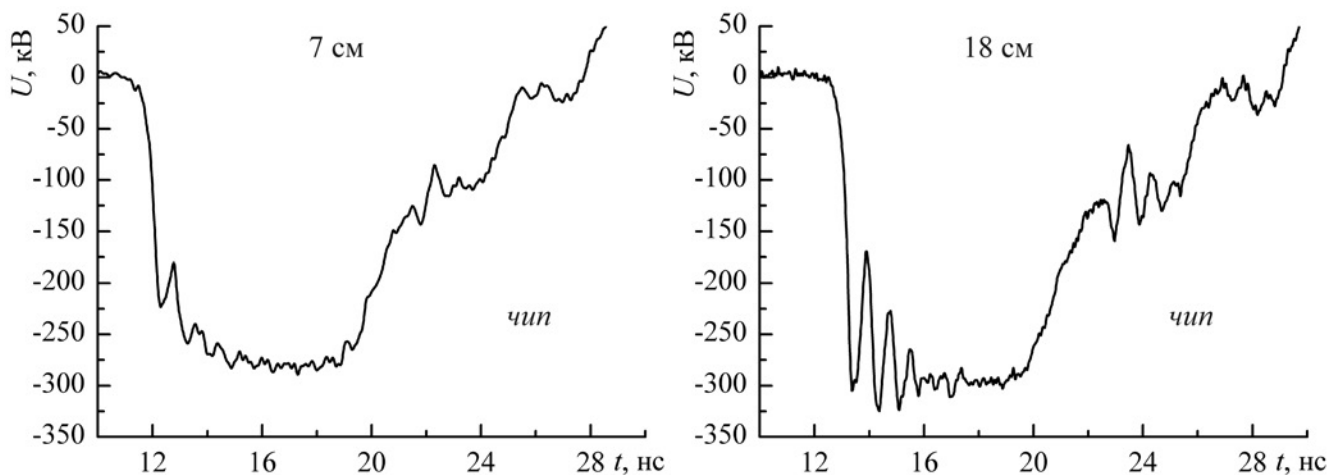


Рис. 2.5. Обострение фронта для двух длин линий для 290 кВ импульса при поле 44 кА/м.

Как видно из рисунка, ударный фронт субнаносекундной длительности формируется уже на расстоянии, сравнимом с внешним диаметром формирующей линии. Для формирования фронта, который по уровню  $0.1 \div 0.9$  будет сравним с половиной периода колебаний необходима длина ферритового заполнения  $15 \div 20$  см, что хорошо согласуется с теоретической оценкой (1.48), которая для заданных параметров нелинейной линии дает величину около 20 см. При этом колебания начинают формироваться уже на первых несколь-

ких сантиметрах линии. Это связано с тем, что уже на существенной части фронта сформирован субнаносекундный перепад. Таким образом, колебания сразу же начинают нарастать по амплитуде и на 20 см становятся заметными.

Длительность фронта зависит от величины внешнего магнитного поля, а также от амплитуды падающего импульса. Для ферритовой линии длиной 18 см в первой геометрии была проведена серия экспериментов в соленоиде, позволяющем получать поля до 160 кА/м. На Рис. 2.6 показаны данные по фронтам по уровню 0.1÷0.9 во внешнем магнитном поле для разных амплитуд падающего импульса.

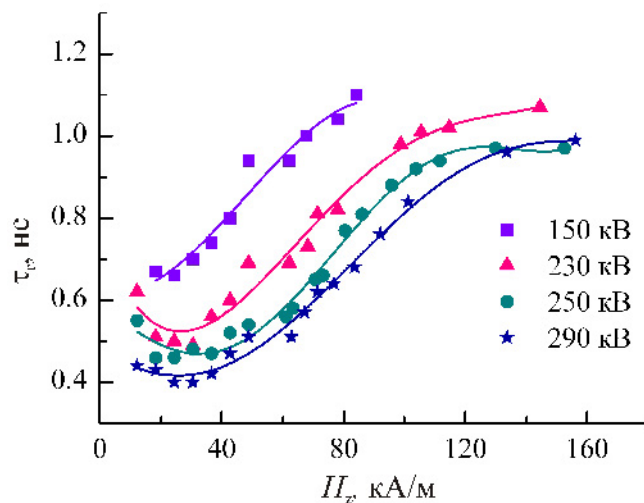


Рис. 2.6. Длительность фронта по уровню 0.1 ÷ 0.9 для разных амплитуд падающего импульса.

Как показывают данные эксперимента, наиболее короткие фронты достигаются при внешних полях, при которых наиболее эффективно возбуждаются высокочастотные колебания. Более низкие магнитные поля, по-видимому, находятся на границе условий, при которых феррит можно считать насыщенным. Более высокие магнитные поля, как следует из рисунка, лишают феррит магнитного отклика на сравнительно малое ортогональное магнитное поле высоковольтного импульса и, как следствие, линия теряет свои нелинейные магнитные свойства.

Таким образом, показано, что на начальном участке ферритовой линии,

заполненной трансформаторным маслом, происходит формирование ударного фронта, достаточного для возбуждения колебаний. Как показывает опыт, формирование ударного фронта также является необходимым условием для эффективной генерации в ферритовой линии. Т.е. в случае, когда в нелинейной передающей линии реализована ситуация, в которой не происходит формирования ударного фронта, не происходит и накачки электромагнитных колебаний. Это было продемонстрировано в следующем эксперименте.

Ферритовая линия, выполненная в Геометрии 1, была заполнена касторовым маслом. Падающий импульс напряжения и импульс на выходе ферритовой линии измерялся емкостными делителями напряжения. Соответствующие осциллограммы приведены на Рис. 2.7.

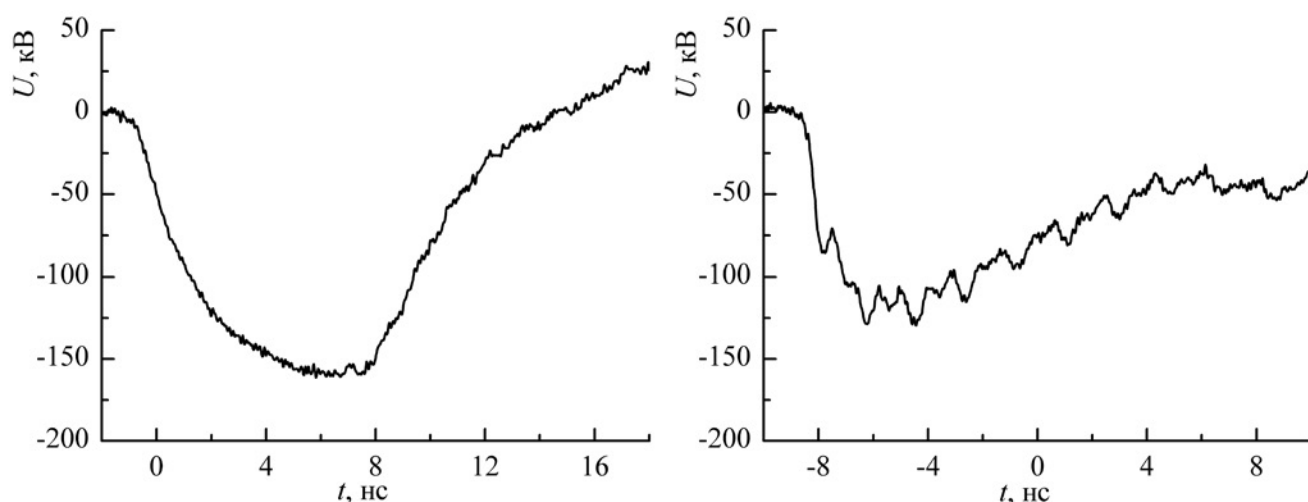


Рис. 2.7. Падающий и прошедший импульсы в эксперименте с ферритовой линией, заполненной касторовым маслом.

Как видно из рисунка, падающий импульс имеет затянутый фронт около 4 нс, что связано с расплыванием фронта в касторовом масле. Эта жидкость, как известно, является полярной и в исследуемом диапазоне частот имеет сильную дисперсию и, соответственно, потери, что препятствует распространению субнаносекундных фронтов. После взаимодействия высоковольтного импульса с ферритовой линией возбуждения когерентных колебаний не происходит. Заметно снижение амплитуды импульса за счет его уширения и

потерь. Таким образом, отсутствие колебаний можно объяснить сильной дисперсией в касторовом масле, которая не дает развиться ударной волне.

Таким образом, экспериментально подтверждено, что высокочастотные колебания в ферритовой линии возбуждаются ударным фронтом, формируемым на ее начальном участке.

### **Рост мощности колебаний с длиной**

Как показано в предыдущем разделе, возбуждение электромагнитных колебаний происходит за счет воздействия ударного фронта электромагнитной волны. Для рассматриваемого явления это воздействие состоит в импульсном перемагничивании насыщенного феррита. При изменении направления магнитного поля за время, меньшее периода прецессии, намагниченность не успевает отслеживать это направление квазистатическим образом, что приводит к возбуждению прецессии магнитного момента [57]. Таким образом, из ударного фронта электромагнитной волны черпается энергия на возбуждение прецессии вектора намагниченности. Эта энергия запасается в самом магнитном материале. На некотором расстоянии от места осцилляций магнитного момента в определенных условиях формируются электромагнитные волны, которые с некоторой долей условности можно называть «излучением». В случае осцилляций магнитного момента насыщенного феррита сферической формы в свободном пространстве это будет спонтанное дипольное излучение. В случае единичного ферритового кольца, помещенного в коаксиал, это также будет спонтанное излучение. В случае набора ферритовых колец в коаксиале каждое кольцо будет возбуждаться по мере продвижения фронта высоковольтного импульса. Для того, чтобы спонтанное излучение каждого последующего кольца было в фазе с предыдущим, необходимо, чтобы фазовая скорость излучения совпадала со скоростью фронта. Тогда излучение набора ферритовых колец будет когерентным и энергия излучения будет нарастать за фронтом импульса за счет вклада от последующих колец. По мере возрастания энергии излучения в уравнение движения осцил-



лятора добавится член, играющий роль вынуждающей периодической силы. Излучение возбужденного осциллятора в присутствии внешнего синфазного поля в классической электронике, как и в квантовой, принято называть индуцированным [89]. Таким образом, по аналогии с классической электроникой электромагнитные волны, возбуждаемые ферритовыми кольцами на некотором расстоянии от начала нелинейной передающей линии, можно ассоциировать с индуцированным излучением. Поскольку это излучение при распространении по нелинейной линии суммируется от различных ее участков, то можно предполагать, что формирование ВЧ-колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом является аналогом мазерного эффекта.

Прежде чем переходить к описанию экспериментального исследования нарастания генерируемой ВЧ мощности с длиной ферритовой линии, полезно провести параллели рассматриваемого явления с известными явлениями в физике. Отличительной особенностью данного эффекта является синхронизация магнитных осцилляторов ударным фронтом, который одновременно выполняет функцию накачки. Здесь нет обратной связи, как, скажем, в лампе обратной волны [90]. Также здесь отсутствует синхронизация полем излучения, как например в кооперативном излучении электронов-осцилляторов [91]. Также здесь не развивается излучательная неустойчивость, когда энергия осциллятора нарастает в процессе излучения, как например в сверхизлучении [92]. Здесь энергия осциллятора сразу максимальна и затем высвечивается в излучение, а также уходит на магнитные потери. Процесс излучения на нелинейной стадии является индуцированным и представляет собой не что иное, как обратный ферромагнитный резонанс, т.е. электромагнитная волна гасит колебания намагниченности, а не поддерживает их, при этом сама нарастая по амплитуде. Точный ферромагнитный резонанс имеет место, когда разность фаз между колебаниями намагниченности и электромагнитной волны  $\Delta\phi$  равна  $3\pi/2$  [93]. Поглощение электромагнитной волны в ферромагнитном материале происходит при условии  $\Delta\phi > \pi$ . В рассматрива-

емом же явлении за счет ударного фронта обеспечивается обратное условие.

Экспериментальное изучение нарастания генерируемой ВЧ мощности с длиной нелинейной линии с насыщенным ферритом состояло в варьировании длины ферритового заполнения при сохранении амплитуды падающего импульса и величины внешнего магнитного поля. Расстояние от конца ферритового заполнения до датчиков напряжения также оставалось фиксированным для исключения влияния потерь в трансформаторном масле. В качестве исследуемого параметра была выбрана амплитуда первого колебания  $U_1$ , показанная на Рис. 2.8.

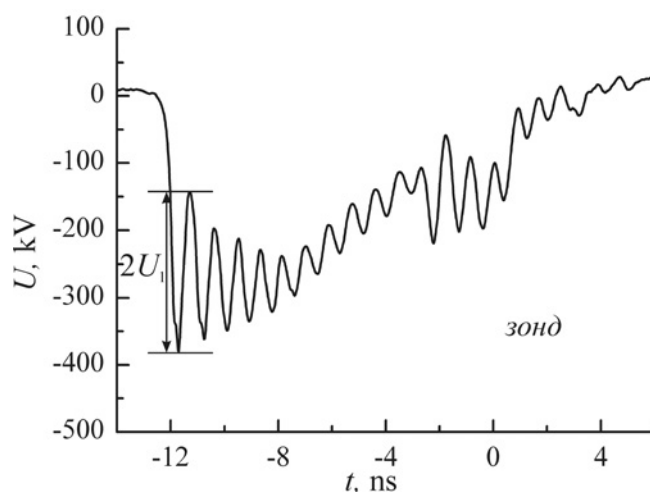


Рис. 2.8. Осциллограмма для Геометрии 1; длина — 83 см, внешнее поле — 48.4 кА/м.

В соответствии с данными эксперимента, амплитуда первого колебания для нелинейной передающей линии в Геометрии 1 нарастает почти линейно в представленном диапазоне длин ферритового заполнения, как показано на Рис. 2.9. График начинается с отметки в 20 см, т.е. после того как сформировался ударный фронт. Необходимо отметить существенный рост  $U_1$  на этой длине: в 2 раза.

Вместе с пиковой амплитудой нарастает и амплитуда последующих колебаний, т.е. длительность цуга ВЧ колебаний нарастает. Поэтапное нарастание ВЧ-мощности в импульсе для ферритовой линии, выполненной в Геометрии 1, можно проследить по следующим осциллограммам, представленным

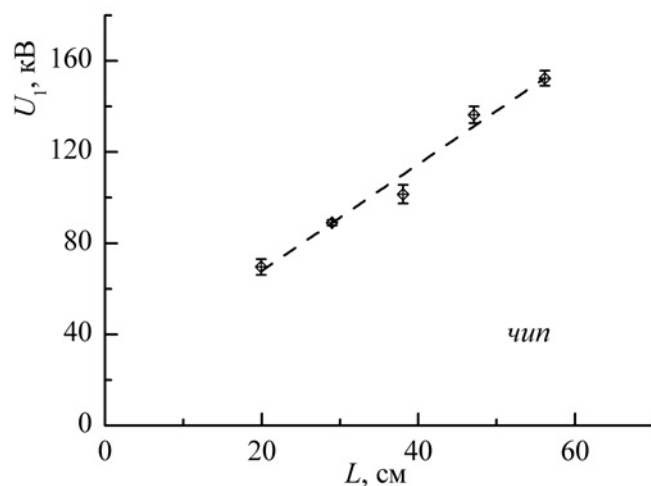


Рис. 2.9. Пиковая амплитуда колебаний в Геометрии 1 в зависимости от длины,  $H_{z0} = 32$  кА/м.

на Рис. 2.10 — 2.13.

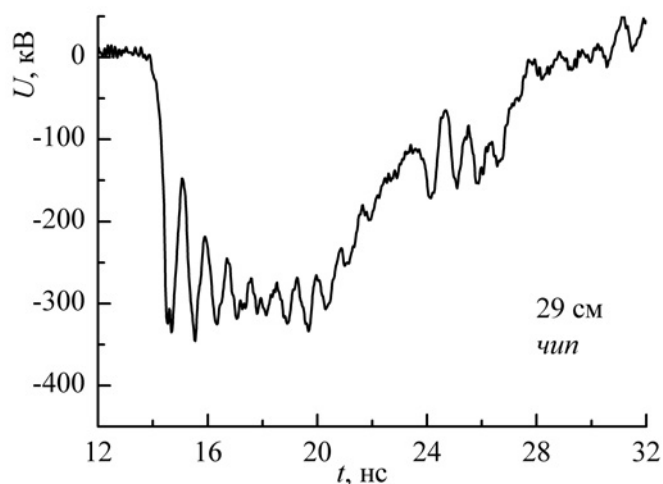


Рис. 2.10. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 1, 29 см,  $H_{z0} = 32$  кА/м.

Детальный анализ спектра возбуждаемых колебаний в ферритовой линии будет дан в Главе 3 диссертации. Сейчас можно ограничиться утверждением, что в нелинейной линии в Геометрии 1 возбуждаются колебания с частотой вблизи 1 ГГц.

В Геометрии 2 частота существенно выше и составляет около 1.7 ГГц. Нарастание же пиковой амплитуды колебаний для этой линии, как и для первой, оказывается линейным и на той же длине амплитуда увеличивается примерно в 2 раза, как показано на Рис. 2.14.

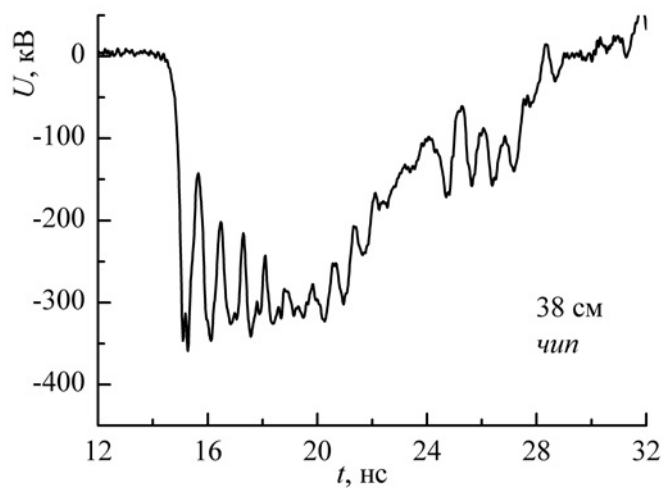


Рис. 2.11. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 1, 38 см,  $H_{20} = 32$  кА/м.

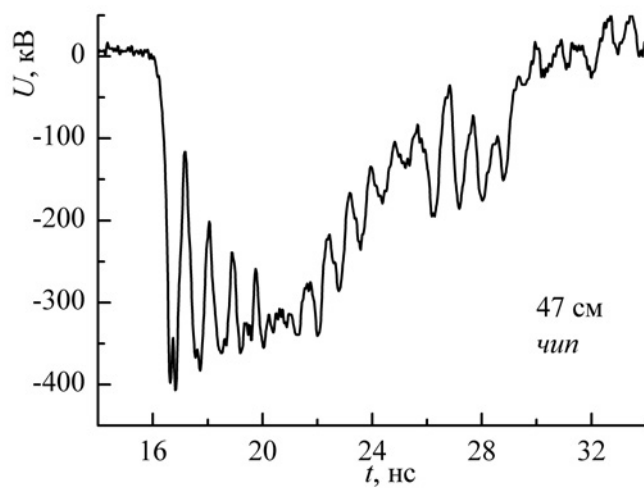


Рис. 2.12. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 1, 47 см,  $H_{20} = 32$  кА/м.

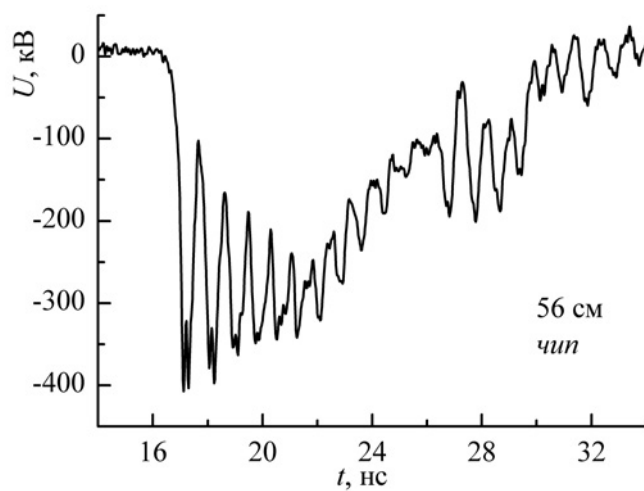


Рис. 2.13. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 1, 56 см,  $H_{20} = 32$  кА/м.

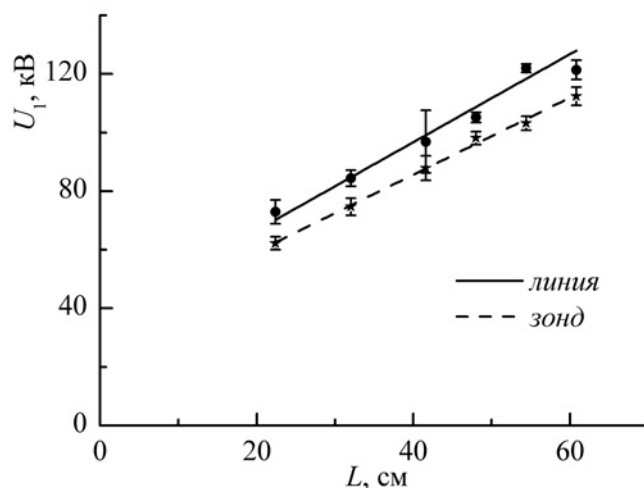


Рис. 2.14. Пиковая амплитуда колебаний в Геометрии 2 от длины,  $H_{z0} = 48.3$  кА/м.

Следующие осциллограммы на Рис. 2.15 — 2.18 позволяют проследить поэтапное нарастание ВЧ-мощности в импульсе для ферритовой линии, выполненной в Геометрии 2.

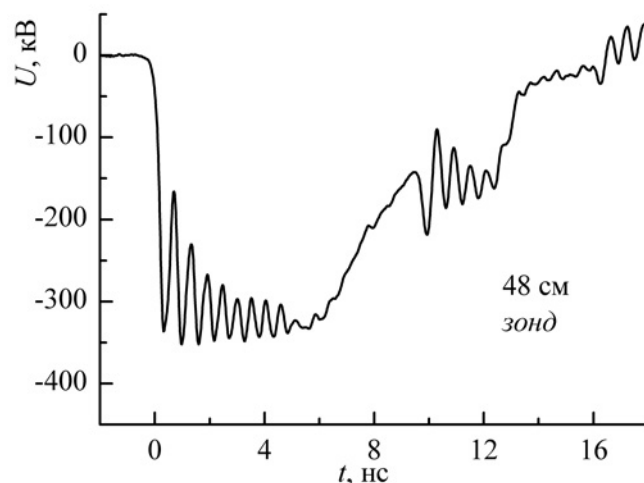


Рис. 2.15. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 2, 42 см,  $H_{z0} = 48.3$  кА/м.

Таким образом, на определенном участке ферритовой линии происходит нарастание пиковой мощности и энергии ВЧ-импульса. Фронт импульса при этом имеет стационарную длительность. Единственным недостатком проведенных экспериментов с точки зрения сформулированного вывода является каждый раз разная длина заполнения ферритом нелинейной линии. Более показательным было бы размещение нескольких датчиков напряжения непосредственно внутри нелинейной линии, когда длина ферритового заполнения

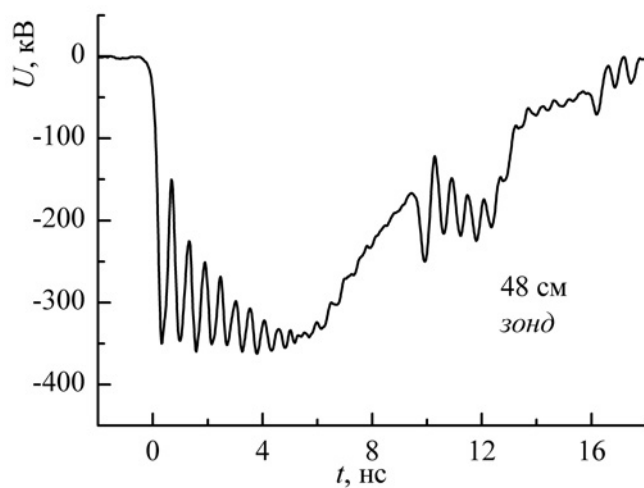


Рис. 2.16. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 2, 48 см,  $H_{z0} = 48.3$  кА/м.

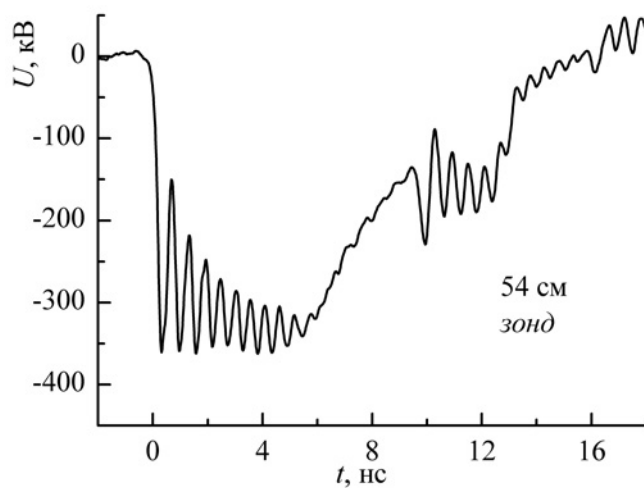


Рис. 2.17. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 2, 54 см,  $H_{z0} = 48.3$  кА/м.

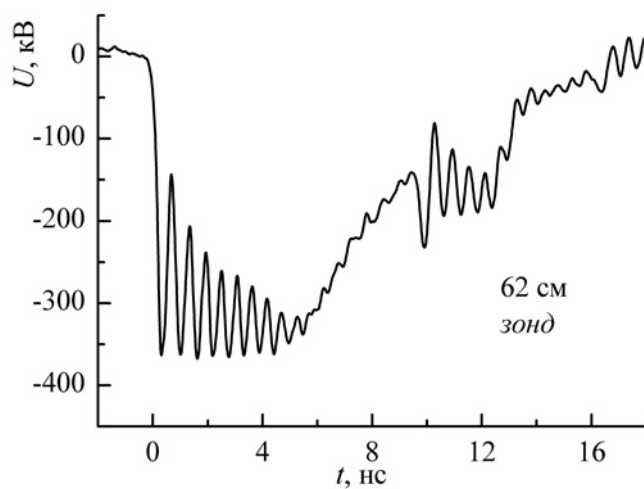


Рис. 2.18. Выходной импульс НПЛ в Геометрии 2, 62 см,  $H_{z0} = 48.3$  кА/м.

остаётся неизменной. Поскольку сделать это в Геометриях 1 и 2 было невозможно, была изготовлена нелинейная линия в Геометрии 3 [A30].

### **Геометрия 3**

Схема ферритовой линии аналогична представленной на Рис. 2.3. Были выбраны ферритовые кольца со следующими размерами: внутренний диаметр 20 мм, внешний диаметр 32 мм. Центральный проводник передающих (ПЛ) и нелинейной передающей линий (НПЛ) имел диаметр 18 мм. Внешний проводник коаксиальной системы 44 мм. Оба проводника коаксиальной линии были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Длина ферритовой линии могла составляла 700 мм (118 колец). Импеданс передающих линий без феррита составлял 44 Ом при изоляции трансформаторным маслом. Центральный проводник коаксиала поддерживался двумя диафрагмами из оргстекла толщиной 8 мм каждая. В качестве соленоида использовался внешний проводник коаксиала с намоткой от Геометрии 1, внутрь которого на поддерживающих диафрагмах помещалась нелинейная линия. Помимо электрических зондов, находящихся на входе и на выходе нелинейной линии, три дополнительных электрических зонда размещались непосредственно над ферритами с шагом 220 мм. Амплитуда падающего импульса составляла около 120 кВ.

Необходимо сделать несколько замечаний о резистивной нагрузке, которая применялась в экспериментах. В Геометриях 1 и 2 применялась низкочастотная нагрузка, изготовленная из сборки трех резисторов ТВО-60. Соответственно, часть генерируемого ВЧ импульса отражалась от нагрузки и накладывалась на регистрируемую осциллограмму на выходе нелинейной линии, что можно наблюдать, например, на Рис. 2.18 на 10-12 нс. Для Геометрии 3 была рассчитана в среде HFSS и изготовлена высокочастотная коаксиальная нагрузка с использованием трубчатого резистора фирмы HVR, что позволило наблюдать осциллограммы без наложенных на них ВЧ отражений. Наложение осциллограмм со всех пяти датчиков приведено на Рис. 2.19

в случае без подмагничивания и на Рис. 2.20 в случае поля подмагничивания  $H_{z0} = 32$  кА/м.

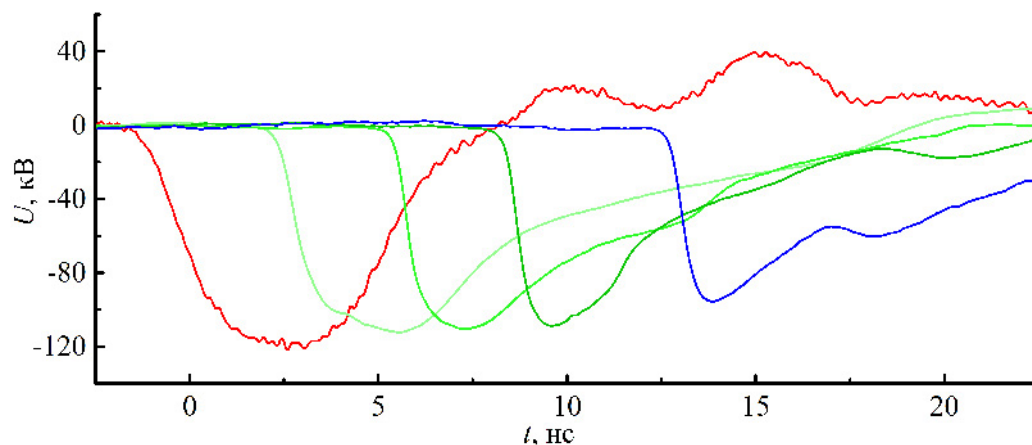


Рис. 2.19. Осциллограммы на входе и на выходе НПЛ в Геометрии 3, а также в трех эквидистантных сечениях,  $H_{z0} = 0$ .

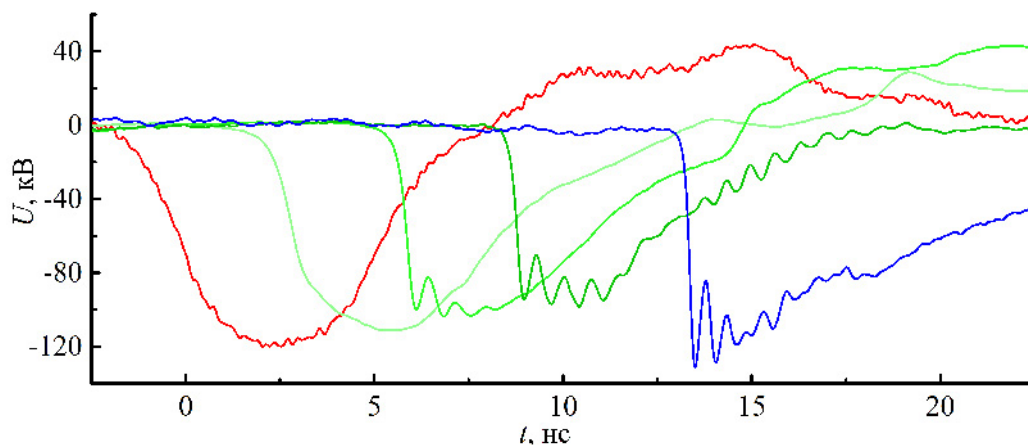


Рис. 2.20. Осциллограммы на входе и на выходе НПЛ в Геометрии 3, а также в трех эквидистантных сечениях,  $H_{z0} = 32$  кА/м.

Таким образом, на Рис. 2.20 видно, что сначала в нелинейной линии формируется стационарный ударный фронт, который затем приводит к возбуждению колебаний.

### **Насыщение мощности с длиной**

Рассмотрим данные эксперимента по ограничению мощности возбуждаемых в ферритовой линии ВЧ-колебаний. В предыдущем разделе описан линейный рост пиковой амплитуды колебаний на длине линии от 20 до 60 см,



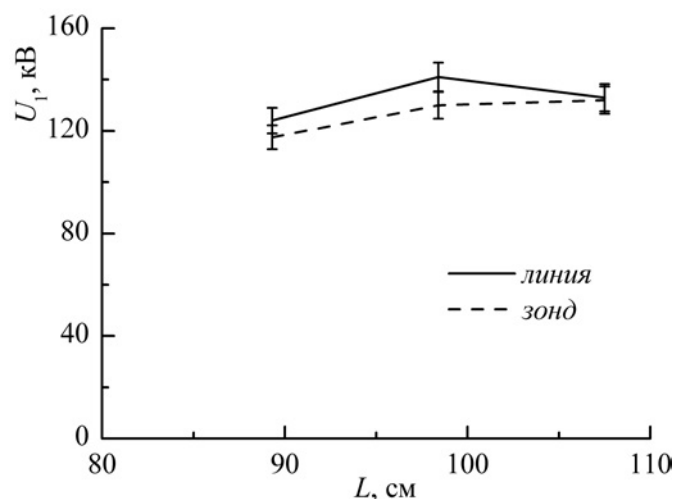


Рис. 2.21. Насыщение пиковой амплитуды НПЛ в Геометрии 1,  $H_z = 48.4$  кА/м.

Рис. 2.9. Насыщение амплитуды первого колебания наблюдается на длине ферритового заполнения около 1 метра. Для линии, выполненной в первой геометрии, соответствующая зависимость показана на Рис. 2.21.

Энергия в остальных колебаниях примерно повторяет зависимость, представленную выше. Как видно из наложения осциллограмм, представленных на Рис. 2.22, на длине 1 метр происходит насыщение энергии в возбуждаемом ВЧ-импульсе.

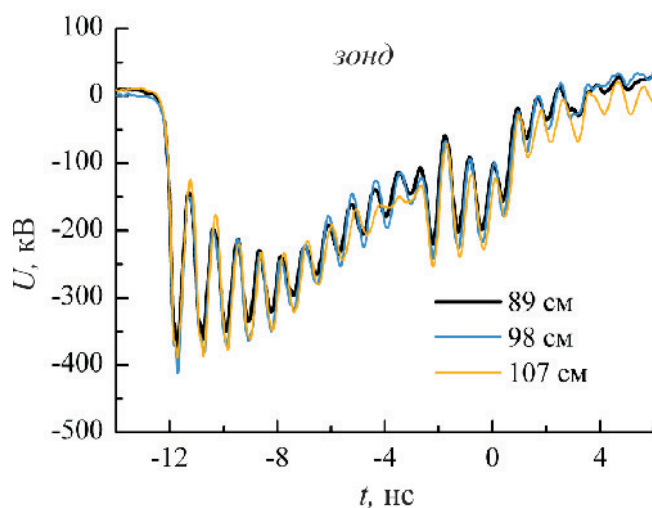


Рис. 2.22. Насыщение ВЧ-импульса НПЛ в Геометрии 1,  $H_z = 48.4$  кА/м.

Для Геометрии 2 наблюдается похожая картина. На Рис. 2.23 показано насыщение пиковой амплитуды для этой геометрии.

Можно заключить, что для эффективного использования ферритовой

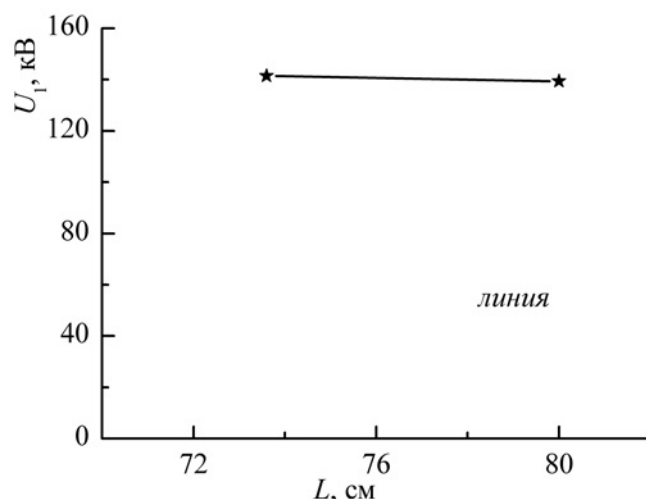


Рис. 2.23. Насыщение пиковой амплитуды НПЛ в Геометрии 2,  $H_z = 48.3$  кА/м.

линии в качестве источника ВЧ-колебаний в диапазоне частот от 1 до 2 ГГц ее длина не должна существенно превышать 1 метр. Длительность импульса при этом ограничена 4-5 нс, а пиковая мощность ВЧ-колебаний достигает 600 МВт при мощности в падающем импульсе около 3 ГВт. Кроме того, как видно из Рис. 2.22, максимальное пиковое значение амплитуды напряжения на выходе нелинейной линии достигает 410 кВ, т.е. в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем амплитуда падающего 290 кВ импульса, что подтверждает выводы теоретического анализа, проведенного в первой главе.

Был проведен дополнительный эксперимент, чтобы более убедительно выявить обостряющую роль начального участка ферритовой линии. Этот эксперимент был поставлен в первой геометрии, изображенной на Рис. 2.3. Для обострения фронта падающего импульса была использована секция с ферритами без подмагничивания (ФБП), как показано на Рис. 2.24.

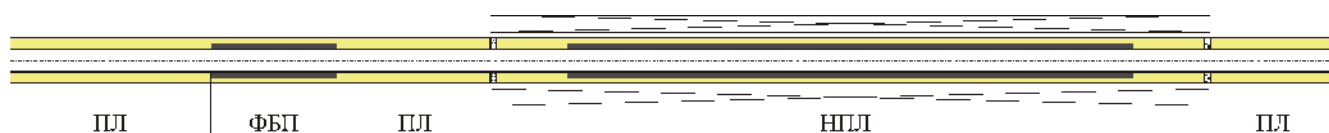


Рис. 2.24. Схема эксперимента с варьированием фронта импульса.

Длительность фронта измерялась емкостным делителем напряжения, расположенным между ФБП и НПЛ. Длина НПЛ составляла 893 мм (98 ко-

лец). Длина секции с ферритовыми кольцами без подмагничивания варьировалась от 0 до 182 мм (20 колец).

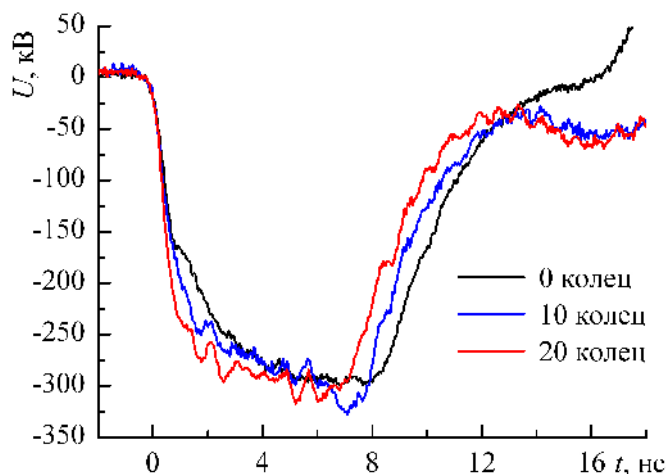


Рис. 2.25. Падающие импульсы для различных длин участков без подмагничивания.

Падающие импульсы для трех длин обостряющих участков без подмагничивания показаны на Рис. 2.25. Длительность фронта по уровню  $0.1 \div 0.8$  для 20, 10 и 0 колец без подмагничивания составляла 0.9 нс, 1.4 нс и 2.0 нс соответственно. Для сравнения влияния обостряющего участка с предыдущими результатами его длина складывалась с фиксированной длиной ферритовой линии во внешнем поле. Зависимость амплитуды первого колебания от суммарной длины, а также сравнение с Рис. 2.21, показаны на Рис. 2.26.

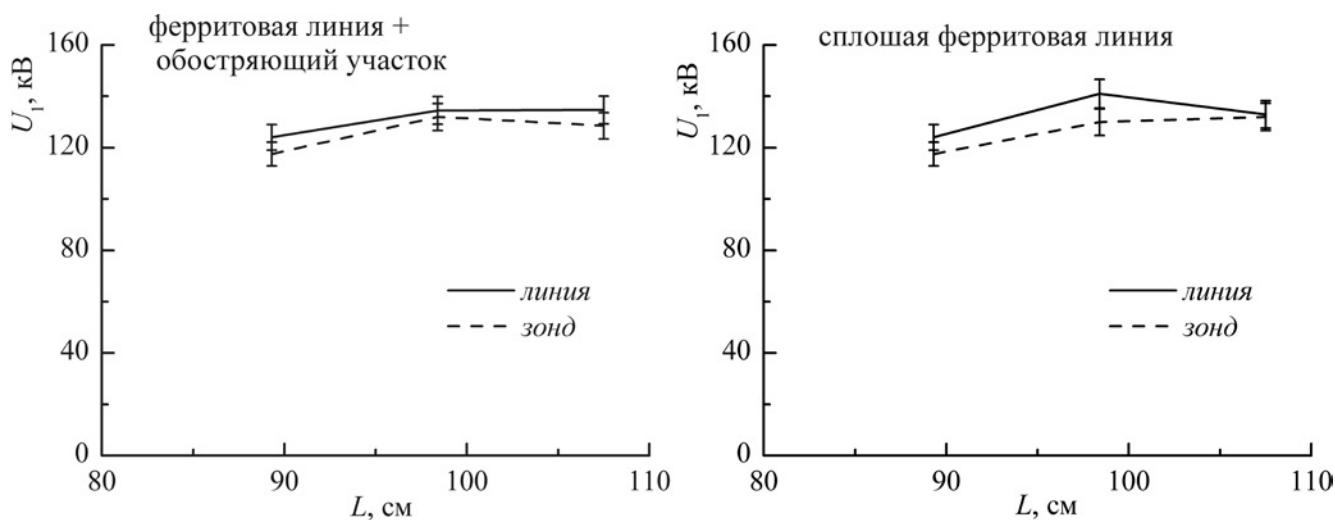


Рис. 2.26. Зависимость пиковой амплитуды от длины НПЛ в Геометрии 1.

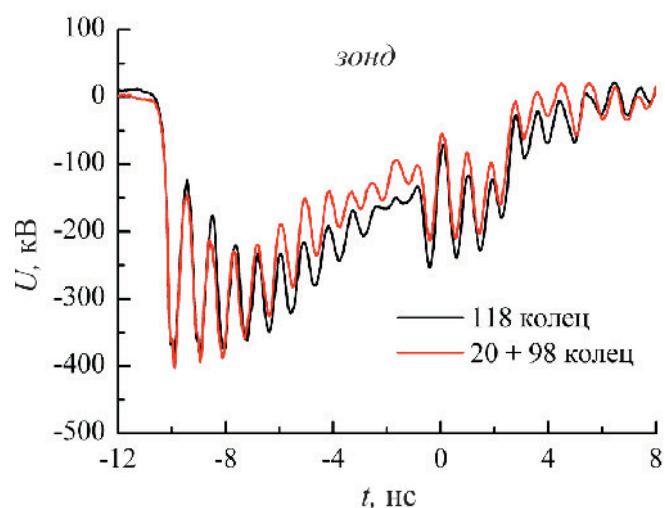


Рис. 2.27. Наложение импульсов НПЛ в Геометрии 1,  $H_z = 48.4$  кА/м.

На Рис. 2.27 показано наложение выходных импульсов ферритовой линии в Геометрии 1 для линии из 98 колец с обостряющим участком в 20 колец и линии из 118 колец, так что суммарная длина одинакова. Как видно из приведенных рисунков, оба варианта приводят примерно к одному и тому же результату. Это позволяет еще раз подтвердить вывод о том, что начальный участок ферритовой линии во внешнем поле работает в качестве обострителя фронта и поэтому специальный обостритель не нужен.

Как следует из экспериментов, начиная с некоторой длины амплитуда первого колебания перестает расти. Перестает нарастать и амплитуда последующих колебаний, а их число остается фиксированным, что говорит о насыщении энергии в ВЧ-импульсе. В соответствии с теоретическими представлениями, развитыми в первой главе, это соответствует формированию стационарной волны, профиль фронта которой не изменяется по мере распространения по нелинейной линии, если падающий импульс достаточно длинный. Соответствующее ограничение длительности цуга возбуждаемых колебаний несколькими наносекундами можно объяснить затуханием в феррите с феноменологическим параметром затухания  $\alpha \approx 0.03 - 0.05$ , решая уравнение Ландау-Лифшица в приближении стационарной волны, Рис. 1.25. Указанный диапазон для  $\alpha$  представляется реалистичным [33]. Более того,

известно, что магнитная прецессия при импульсном перемагничивании продолжается в течение нескольких наносекунд, пока вектор намагниченности не повернется параллельно новому направлению магнитного поля [57]. Благодаря такому быстрому затуханию стала возможной, например, технология скоростной записи цифровой информации на жесткие диски [94]. Таким образом, время жизни магнитного осциллятора, возбужденного в гигагерцовом диапазоне частот, составляет единицы наносекунд из-за внутреннего «трения».

Нужно отметить, что стационарная форма ударной волны в среде с диссипацией может поддерживаться только сокращением длительности бегущего импульса, как того требует закон сохранения энергии. Поскольку на длине нелинейной линии порядка одного 1 м эти потери невелики, то соответствующих измерений проведено не было ввиду их сложности. Также, поскольку в описанных экспериментах длительность падающего импульса была ограничена 9 наносекундами, и затухающие колебания формировались в том числе на спаде напряжения, было трудно оценить длительность цуга колебаний для заданной амплитуды. Чтобы более подробно исследовать затухание возбуждаемых колебаний, был проведен эксперимент с генератором высоковольтных импульсов СИНУС-500 с большей длительностью импульса (около 20 нс). Были выбраны ферритовые кольца с внутренним диаметром 28 мм и внешним диаметром 45 мм. Центральный проводник нелинейной передающей линии имел диаметр 26 мм. Внешний проводник коаксиальной системы — 68 мм. Длина ферритового заполнения составляла 900 мм. Схема нелинейной линии включала в себя участок с ферритами без подмагничивания, как на Рис. 2.24. Внешний вид экспериментальной установки и осциллограммы на выходе нелинейной линии без поля и с полем подмагничивания приведены на Рис. 2.28.

Как видно из Рис. 2.28 б), длительность цуга возбуждаемых колебаний составляет около 8 нс. Однако использование столь длинного падаю-

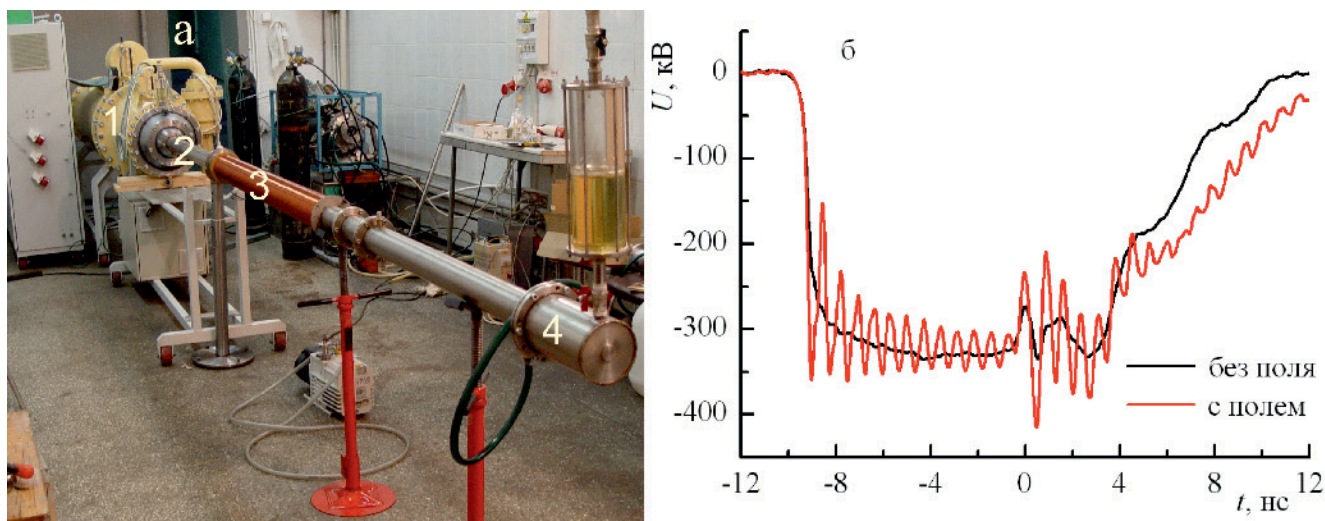


Рис. 2.28. а) Экспериментальная установка: 1 — генератор СИНУС-500; 2 — ферритовая линия без подмагничивания; 3 — ферритовая линия с подмагничиванием; 4 — резистивная низкочастотная нагрузка; б) осциллограммы напряжения на выходе ферритовой линии 3 (повторный всплеск колебаний — отражение от нагрузки).

щего импульса оказывается энергетически неэффективным, так как энергия в последних осцилляциях на порядок меньше, чем в первых. Для достижения большей эффективности представляется целесообразным ограничить длительность падающего импульса временем, в течение которого амплитуда осцилляций уменьшается в  $e$  раз. Простые оценки, учитывающие ограничение выходной мгновенной мощности в первом всплеске согласно выводам первой главы, показывают что максимальная эффективность генерации колебаний в этом случае составляет около 10%. В представленных экспериментах максимальная эффективность возбуждения колебаний для первых пяти наносекунд составляла около 7%, Рис. 2.22, что близко к теоретическим оценкам.

## 2.2. Влияние коэффициента заполнения ферритом коаксиальной линии на эффективность возбуждения ВЧ колебаний

В дальнейших экспериментах были испытаны нелинейные передающие линии в различных геометриях. Для обобщения и сравнения полученных результатов удобно воспользоваться параметром заполнения  $\chi$  (1.25), введенным в первой главе. Как показывают эксперименты, от этого параметра существенно зависит глубина ВЧ модуляции импульса на выходе нелинейной линии. Будем характеризовать ее отношением размаха первой осцилляции между пиками  $U_{pp}$  к амплитуде падающего импульса  $U_{in}$ . Геометрические параметры нелинейных линий вместе с амплитудой первой осцилляции приведены в Таблице 2.1 [A19, A20].

Таблица 2.1. Параметры нелинейных линий

№	$d_2$	$d_1$	$D_2$	$D_1$	$\chi$	$U_{pp}/U_{in}$
1	80	50	83	32	0.67	0.54
2	80	50	83	42	0.76	0.57
3	65	40	80	38	0.53	0.90
4	65	40	68	38	0.83	0.37
5	45	28	68	26	0.31	0.76
6	45	28	54	28	0.55	0.92
7	28	16	40	14	0.38	0.80
8	28	16	32	8	0.55	0.85
9	28	16	32	10	0.57	0.90
10	28	16	32	12	0.60	0.75

Соответствующая зависимость амплитуды первой осцилляции от коэф-

коэффициента заполнения приведена на Рис. 2.29.

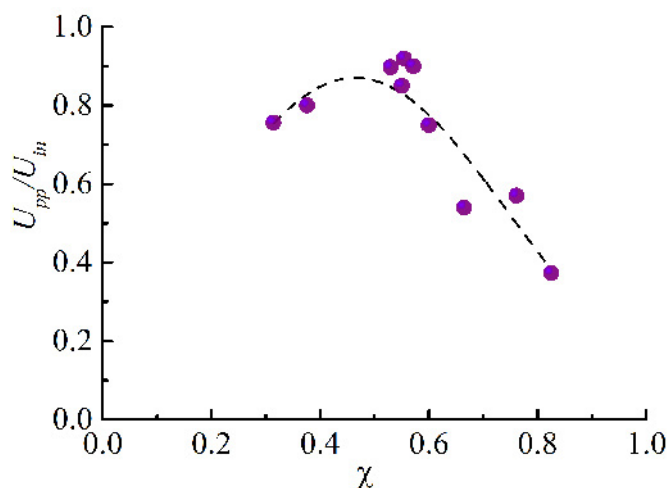


Рис. 2.29. Зависимость относительной амплитуды первой осцилляции от коэффициента заполнения для различных геометрий нелинейных линий.

Как видно из Рис. 2.29, существует область оптимальных значений поперечного коэффициента заполнения нелинейной линии ферритом  $\chi$ , примерно от 0.4 до 0.6, когда эффективность возбуждения колебаний максимальна. Эксперименты для первых пяти конфигураций нелинейных линий были проведены с использованием высоковольтного генератора СИНУС-200, обеспечивающего длительность фронта импульсов напряжения около 1.5 нс [A8]. Длина ферритового заполнения составляла около 1 м, что достаточно для формирования стационарной волны. Соответствующие осциллограммы напряжения на выходе этих нелинейных линий приведены на Рис. 2.30.

Здесь нелинейным линиям НПЛЗ и НПЛ6 соответствуют Геометрия 1 и Геометрия 2, введенные ранее. Эксперименты для последних четырех конфигураций нелинейных линий были проведены с использованием высоковольтного генератора S-500 на основе полупроводникового открывающегося ключа [A15]. На данном экспериментальном макете обеспечивалась длительность фронта импульсов напряжения около 1 нс. Длина ферритового заполнения составляла около 0.7 м, что также было достаточно для формирования стационарной волны. Соответствующие осциллограммы напряжения на выхо-



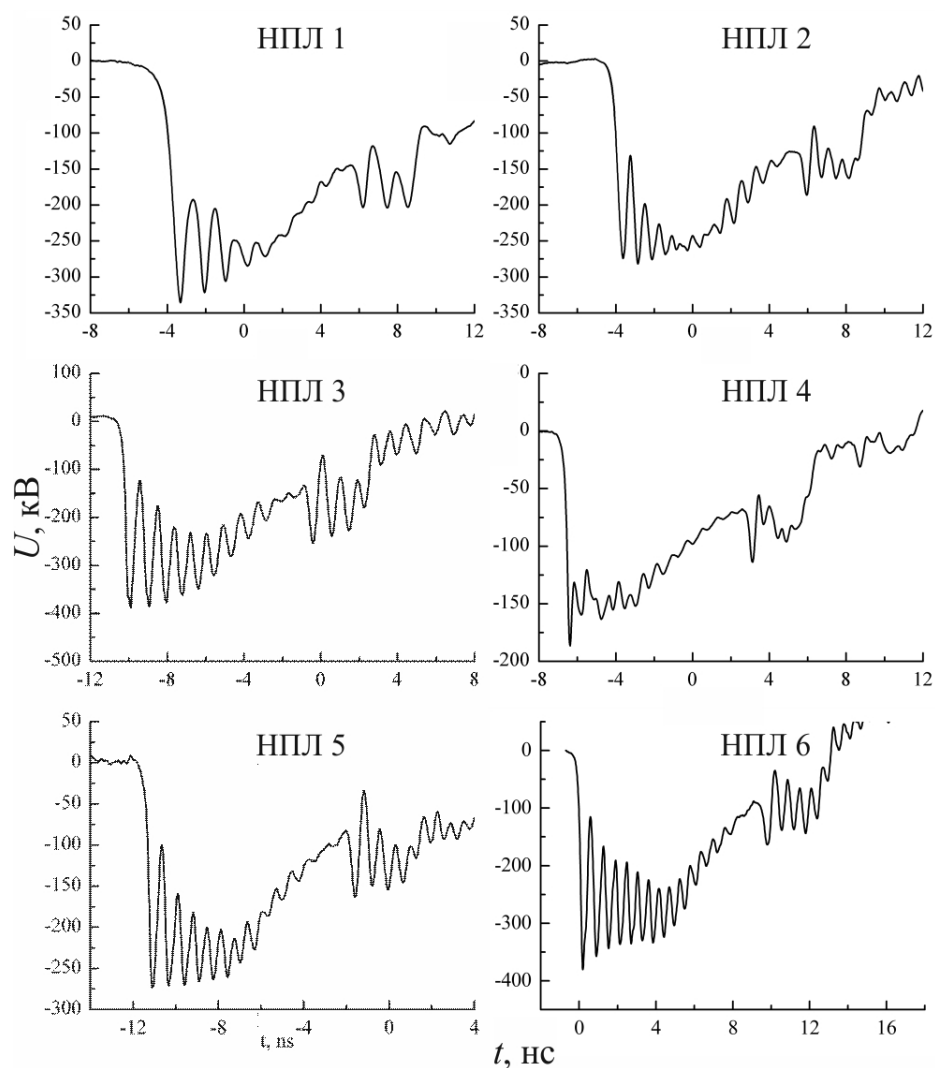


Рис. 2.30. Осциллограммы на выходе нелинейных передающих линий (НПЛ) из Таблицы 2.1 (длина нелинейных линий около 1 м соответствует приближению стационарной волны).

де нелинейных линий приведены на Рис. 2.31. В этих экспериментах частота повторений импульсов составляла 1000 Гц.

Поскольку формирование протяженного цуга колебаний в нелинейной линии с ферритом, согласно представлениям, развитым в первой главе, происходит из-за разницы между групповой и фазовой скоростями на частоте синхронизма, проанализируем отношение этих скоростей в зависимости от коэффициента заполнения. Для этого рассмотрим отношение фазовой скорости к групповой на частоте синхронизма в соответствии с дисперсионной зависимостью (1.61) для нелинейной линии в Геометрии 2 (НПЛ 6). При этом будем изменять внешний диаметр ферритовых колец  $d_2$  в пределах от

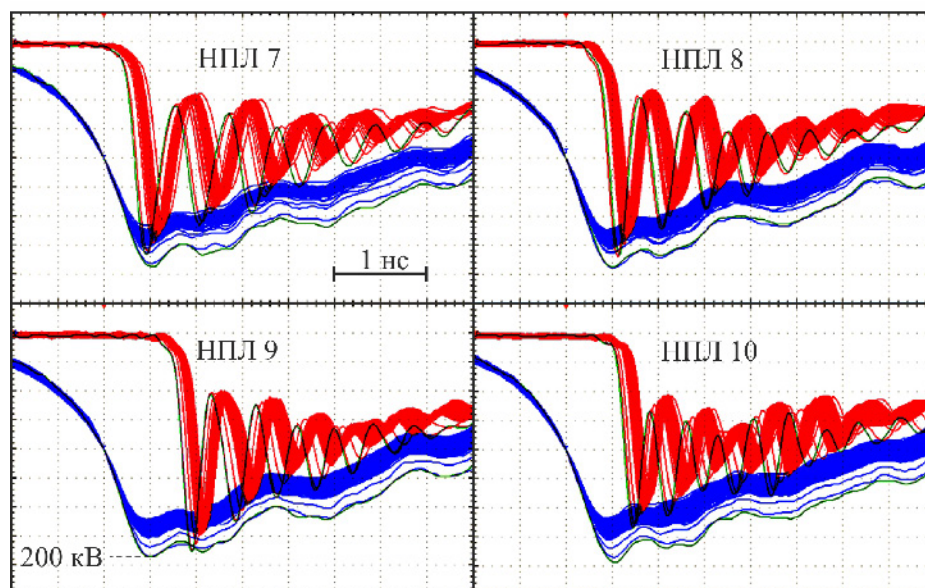


Рис. 2.31. Осциллограммы на входе и на выходе нелинейных передающих линий (НПЛ) из Таблицы 2.1 (длина нелинейных линий около 0.7 м соответствует приближению стационарной волны). Наложение 1000 импульсов на частоте повторений 1000 Гц в каждом случае.

$d_1$  до  $D_2$ , т.е. рассмотрим заполнение ферритом от нулевого до полного. Соответствующая расчетная зависимость приведена на Рис. 2.32.

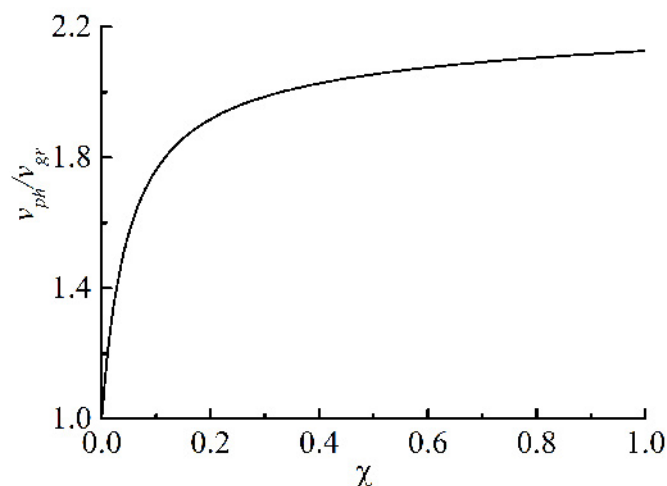


Рис. 2.32. Расчетная зависимость отношения фазовой скорости к групповой от коэффициента заполнения  $\chi$  для дисперсии (1.61).

Как видно из Рис. 2.32, отношение фазовой и групповой скоростей нарастает сначала резко, затем более плавно. Таким образом, в диапазоне  $\chi$  от 0 до 0.2, помимо очевидного низкого значения интенсивности возбуждения колебаний на единицу длины, добавляется дополнительный фактор,

ограничивающий рост ВЧ мощности: близость значений фазовой и групповой скоростей. В диапазоне  $\chi$ , для которых есть данные по амплитуде первой осцилляции, Рис. 2.29, зависимость  $v_{ph}/v_{gr}$  является почти линейно нарастающей и может быть одной из причин, обеспечивающий рост ВЧ модуляции для значений  $\chi$  до 0.6. Дальнейший спад ВЧ модуляции с ростом  $\chi$  не удастся объяснить в рамках развитой в первой главе теории.

Помимо модуляции при выборе геометрии нелинейной линии, представляет интерес вопрос о согласовании входного импеданса нелинейной линии. Для исследования поведения импеданса на входе нелинейной линии был проведен эксперимент с использованием метода динамической рефлектометрии [95]. Этот метод имеет существенные отличия от обычной рефлектометрии, применяемой для анализа параметров нагрузки линии передачи или неоднородностей в тракте. Наша нагрузка  $Z(t)$ , т.е. входной импеданс нелинейной линии с насыщенным ферритом, является динамической и нелинейной, а падающий импульс напряжения  $U_{in}(t)$  нерегулярен по форме и не отличается высокой стабильностью. Кроме того, регистрация отражения от входа нелинейной линии  $U_{ref}(t)$  происходит на фоне заднего фронта импульса или «шумов», следующих за ним. «Очистку»  $U_{ref}(t)$  можно осуществить с помощью регистрации двумя датчиками напряжения  $D_1$  и  $D_2$ , как показано на Рис. 2.33. В качестве датчиков использовались делители напряжения.

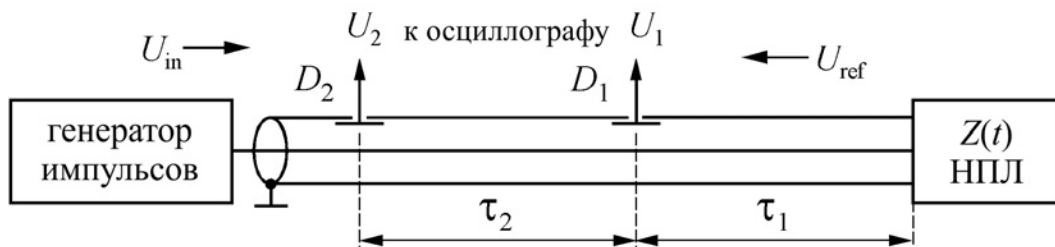


Рис. 2.33. Принципиальная схема измерений импеданса методом динамической рефлектометрии.

Задержка  $\tau_2$  между сигналами датчиков калибруется, и определяет интервал измерений  $2\tau_2$ , в течение которого можно выделить реальное отраже-

ние в виде разностного сигнала  $U_{ref}(t) = U_1(t) - U_2(t - \tau_2)$ . Важным условием корректности этой процедуры является идентичность характеристик датчиков и однородность тракта от области измерений вплоть начала ферритового заполнения. В эксперименте расстояние между датчиками  $D_1$  и  $D_2$  было таково, что  $\tau_2$  превышало длительность падающего импульса, в результате чего сигнал с датчика  $D_1$  описывал падающий импульс без наложения отраженного сигнала. Поскольку передающая линия между делителем напряжения  $D_2$  и входом нелинейной линии была однородна, калибровка  $\tau_2$  позволила оценить время  $\tau_1$ , измеряя расстояние между датчиком  $D_1$  и входом нелинейной линии. Это позволило реализовать абсолютную привязку по времени между началом падающего и началом отраженного импульсов, Рис. 2.34, смещая отраженный сигнал относительно падающего на  $2\tau_1$ .

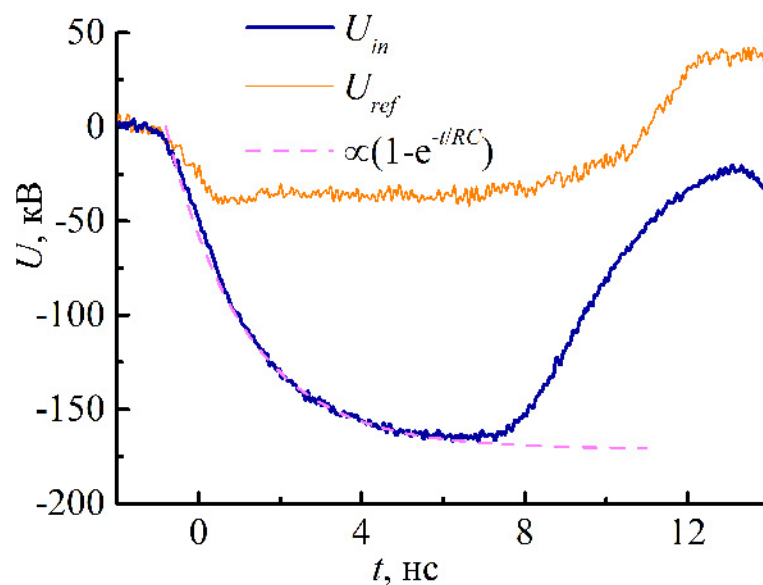


Рис. 2.34. Осциллограммы падающего и отраженного от входа нелинейной линии в Геометрии 1 с привязкой по времени.

Таким образом, оперируя синхронизованными «осциллограммами»  $U_{in}(t)$  и  $U_{ref}(t)$  и зная волновое сопротивление передающего тракта  $\rho_{in}$ , можно рассчитать динамический импеданс входа нелинейной линии по формуле:

$$Z(t) = \rho_{in} \cdot \frac{1 + U_{ref}(t)/U_{in}(t)}{1 - U_{ref}(t)/U_{in}(t)}. \quad (2.1)$$

Полученная осциллограмма входного импеданса нелинейной линии в Геометрии 1 для амплитуды падающего импульса 160 кВ приведена на Рис. 2.35.

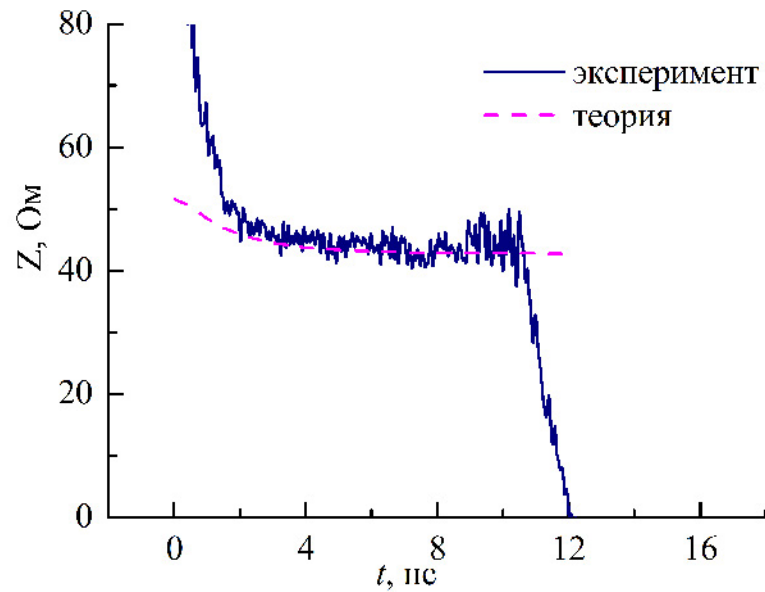


Рис. 2.35. Осциллограммы динамического импеданса на входе нелинейной линии в Геометрии 1 для амплитуды падающего импульса 160 кВ.

Как видно из графика, входной импеданс нелинейной линии изменяется от существенно высокого до некоторого, соответствующего амплитуде падающего импульса, на фронте напряжения. Импеданс, соответствующий «вершине» импульса, понижается с ростом амплитуды падающего импульса, Рис. 2.36.

Импеданс на входе нелинейной линии можно оценить, оперируя понятиями эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  (1.3) и эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{eff}$  (1.35):

$$Z(t) = 60 \sqrt{\frac{1 + \lambda/h_{\Sigma}(J(t))}{\epsilon_{eff}}} \ln \frac{R_2}{R_1}, \quad (2.2)$$

где  $h_{\Sigma}(J)$  есть решение уравнения коллинеарности векторов намагниченности и результирующего магнитного поля (1.26). Подставляя в уравнение для импеданса (2.2) аппроксимацию временной зависимости тока в виде  $\propto (1 - e^{-t/RC})$ , Рис. 2.34, характерную для разрядки емкости через активное

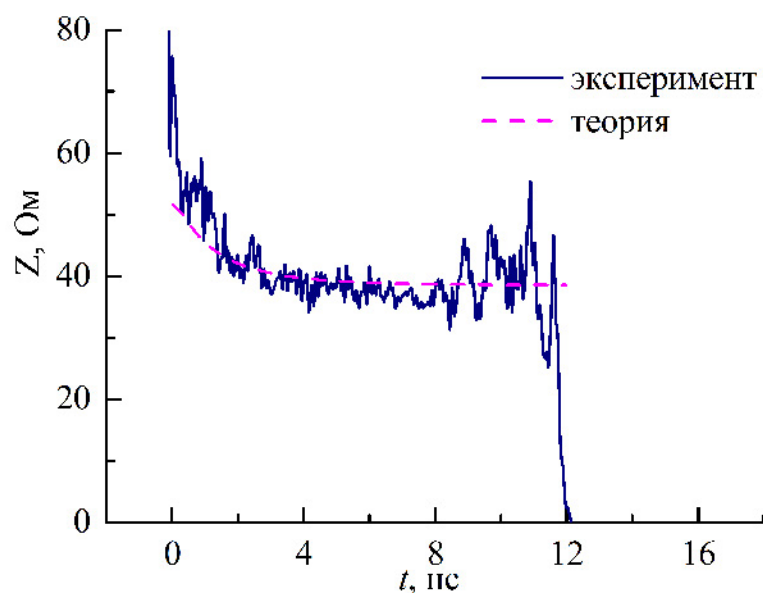


Рис. 2.36. Осциллограммы динамического импеданса на входе нелинейной линии в Геометрии 1 для амплитуды падающего импульса 290 кВ.

сопротивление, можно получить зависимости входного импеданса от времени, достаточно близкие к полученным экспериментально, Рис. 2.35, 2.36. Таким образом, выбирая геометрию нелинейной линии, можно обеспечить требуемый входной импеданс и обеспечить согласование линии с генератором высоковольтных импульсов с пренебрежимо малыми отражениями на фронте импульса.

### **2.3. Выбор высоковольтной изоляции с диэлектрическими свойствами, способствующими эффективному возбуждению ВЧ колебаний**

Первые эксперименты по возбуждению ВЧ колебаний в линиях с насыщенным ферритом были нами проведены с применением высоковольтной изоляции в виде трансформаторного масла. Чтобы выяснить, как влияет выбор изоляции на эффективность возбуждаемых колебаний, были проведены дополнительные эксперименты.

Было проведено специальное исследование в экспериментальных усло-

виях, соответствующих Геометрии 1, когда трансформаторное масло было заменено на газ  $\text{SF}_6$  под давлением 3 атмосферы. Это сопровождалось изменением волнового импеданса передающей линии, подводящей импульс к нелинейной линии, с 28 до 42 Ом. Для достижения мощности, передаваемой в нелинейную передающую линию от генератора, близкой к 3 ГВт, формирующая линия генератора с импедансом 28 Ом сначала была нагружена на короткую линию с таким же импедансом. Эта короткая линия (КЛ) была соединена с 42-омной передающей линией (ПЛ) через коаксиальный волновой трансформатор (КВТ) длиной 400 мм, как показано на Рис. 2.37.

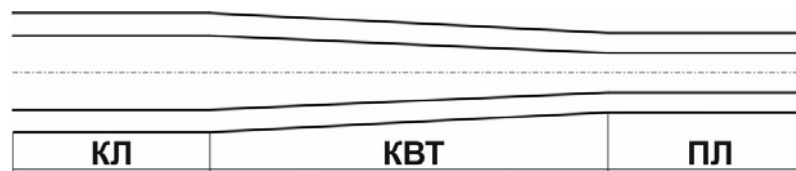


Рис. 2.37. Схема коаксиального волнового трансформатора.

Амплитуда падающего высоковольтного импульса составляла около 360 кВ, что соответствует  $\sim 3$  ГВт для 42 Ом передающей линии. Осциллограмма выходного сигнала для нелинейной длиной 984 мм (108 ферритовых колец) и поля подмагничивания 32 кА/м представлена на Рис. 2.38. Сигнал имеет центральную частоту 0.85 ГГц и весьма быстро затухающие осцилляции.

Для корректного сравнения этого сигнала с сигналом в системе с масляной изоляцией, центральная частота колебаний должна быть приблизительно такой же. Это достигалось при амплитуде падающего импульса 145 кВ. Форма выходного сигнала при масляной изоляции представлена на Рис. 2.38. Как видно из приведенных осциллограмм, эффективность с использованием трансформаторного масла в качестве изоляции выше, чем в случае с  $\text{SF}_6$ . С увеличением длины ферритового заполнения эффективность возбуждения колебаний в случае  $\text{SF}_6$  изоляции снижается. Уменьшается также центральная частота. На Рис. 2.39 показана форма выходного сигнала для НПЛ длиной 1166 мм (128 колец), частота генерации 0.65 ГГц.

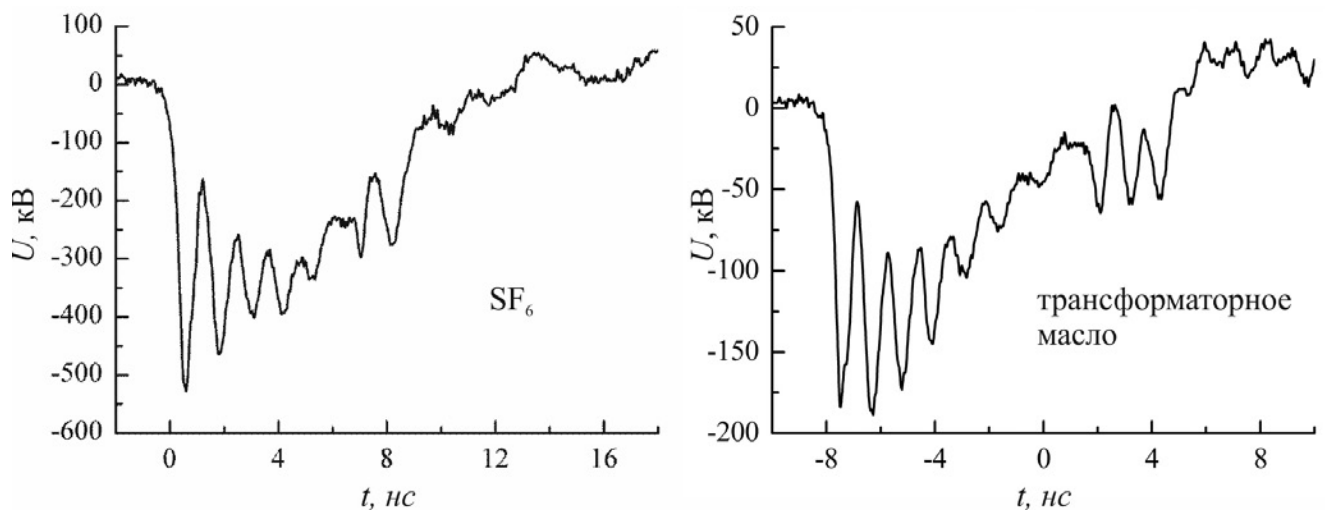


Рис. 2.38. Осциллограммы на выходе нелинейной линии с изоляцией SF<sub>6</sub> (360 кВ падающий импульс) и трансформаторным маслом (145 кВ падающий импульс) при одинаковой частоте генерации 0.85 ГГц. Датчик напряжения с чип-резистором.

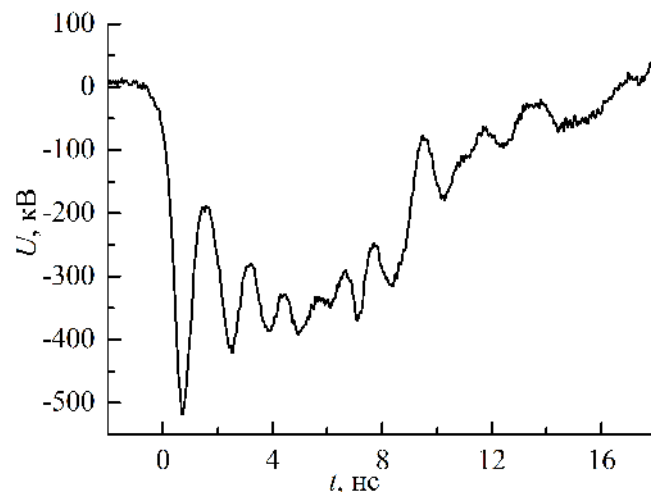


Рис. 2.39. Осциллограммы на выходе нелинейной линии с изоляцией SF<sub>6</sub> при частоте генерации 0.65 ГГц, длина ферритового заполнения 1166 мм. Датчик напряжения с чип-резистором.

Исследование возбуждения ВЧ колебаний в нелинейной линии с изоляцией, имеющей более высокую диэлектрическую проницаемость, чем трансформаторное масло, было выполнено с применением касторового масла,  $\epsilon = 4.7$ . Эксперимент был проведен с нелинейной линией в Геометрии 1. Как уже было сказано, возбуждения колебаний при этом не наблюдалось, Рис. 2.7. Это связано, по-видимому, с тем, что в полярной жидкости с сильной дисперсией в области единиц гигагерц ударный фронт не формируется из-за дисперсии



групповой скорости, соответственно, возбуждения ВЧ колебаний не происходит.

Помимо выбора высоковольтной изоляции с оптимальной диэлектрической проницаемостью, представляет интерес поиск изоляции с наименьшими высокочастотными потерями. Для этого были измерены диэлектрические потери для двух видов масел: трансформаторного и вакуумного. Измерения проводились с использованием анализатора цепей Agilent 8719ET путем измерения коэффициента прохождения сигнала  $S_{12}$  по однородной передающей линии, заполненной маслом (см. Приложение, Рис. А.3). Измеренная величина затухания для двух видов масел приведена на Рис. 2.40, [А8].

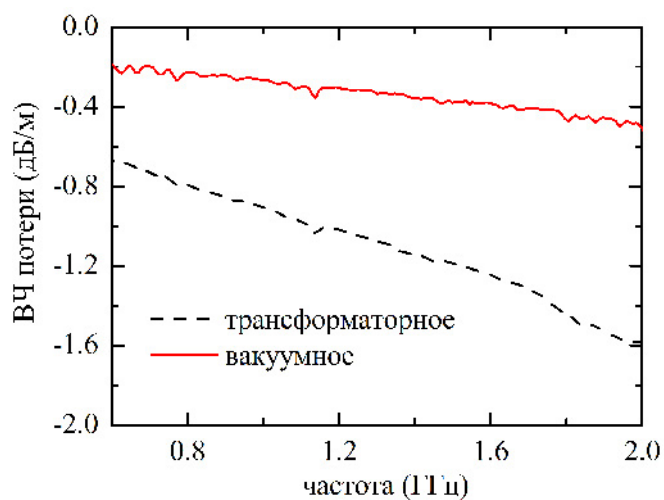


Рис. 2.40. Диэлектрические потери в трансформаторном и вакуумном масле.

Таким образом, вакуумное масло является наиболее подходящим для эффективного возбуждения ВЧ колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом.

## 2.4. Реализация режима возбуждения обратной волны в системе связанных коаксиальных линий с насыщенным ферритом

Как следует из результатов проведенных экспериментальных исследований, длительность цуга ВЧ колебаний, возбуждаемого в нелинейной линии с насыщенным ферритом, ограничена несколькими наносекундами. Представляет интерес найти экспериментальные условия, в которых эта длительность может быть увеличена. С этой целью была исследована возможность удлинения ВЧ импульса за счет перетекания возбуждаемой ВЧ мощности в коаксиальную линию без ферритового заполнения и, соответственно, без магнитных потерь. Для реализации этой задачи была рассмотрена система комбинированных коаксиальных линий, изображенная на Рис. 2.41.

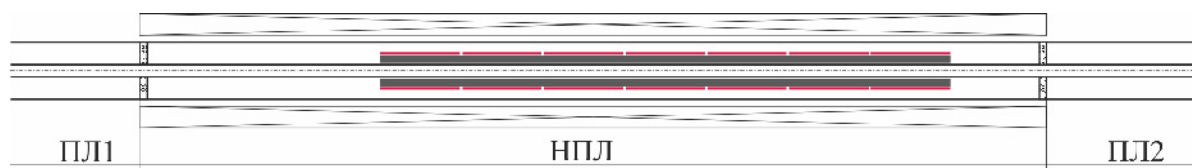


Рис. 2.41. Сечение комбинированной нелинейной линии.

Отличие от предыдущих версий нелинейных линий с насыщенным ферритом состоит в использовании последовательности тонких цилиндров, одетых на ферриты (на Рис. 2.41 изображено красным). Последовательность цилиндров разделяет коаксиальную линию на две связанные линии: одну — с ферритовым наполнением, другую — с масляным. Одинаковые зазоры между цилиндрами обеспечивают высокую связь между электромагнитными волнами, распространяющимися в связанных линиях. Поскольку в каждой из коаксиальных линий один из проводников имеет разрывы, дисперсионные характеристики этих линий имеют полосы прозрачности непропускания. Геометрия периодической структуры системы связанных коаксиальных линий схематически представлена на Рис. 2.42.

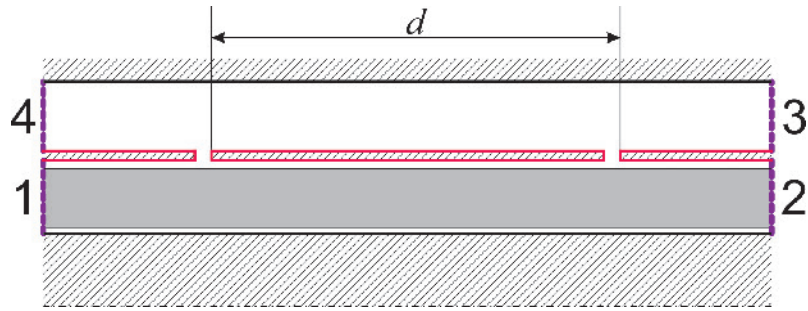


Рис. 2.42. Геометрия периодической структуры комбинированной нелинейной линии.

Для построения дисперсионной зависимости такой структуры для каждой из коаксиальных линий (с ферритом и с маслом) можно построить эквивалентную схему элементарной ячейки цепи без учета высших типов волн, Рис. 2.43.

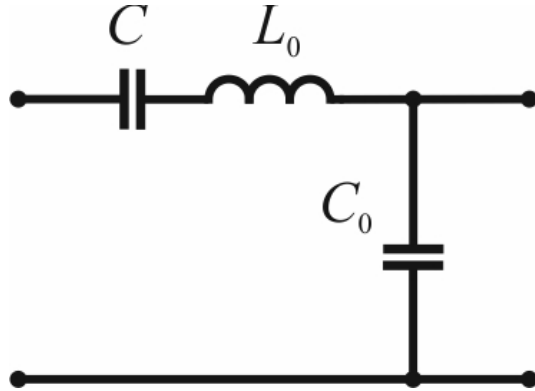


Рис. 2.43. Эквивалентная схема элементарной ячейки.

Здесь  $C$  — емкость между цилиндрами,  $C_0$  — емкость участка линии длиной  $d$ ,  $L_0$  — индуктивность участка линии длиной  $d$ . Для тока, бегущего по такой цепи, без учета волн высших типов, можно записать уравнение гармонического осциллятора [96]:

$$\frac{\partial^2 J}{\partial t^2} + \left( \frac{4}{L_0 C_0} \sin^2 \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{L_0 C} \right) J = 0, \quad (2.3)$$

где  $\varphi = kd$  — разность фаз между соседними зазорами. Отсюда, используя соотношения:

$$\frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{\tau_l}, \quad \tau_l = \rho C_0, \quad \tau_c = \rho C, \quad (2.4)$$

где  $\tau_l$  — время пробега волны по коаксиалу длиной  $l$ ,  $\tau_C$  — время зарядки емкости между цилиндрами, для частоты гармонических колебаний можно получить следующую формулу:

$$\omega(k) = \frac{2}{\tau_l} \sqrt{\sin^2 \frac{kd}{2} + \frac{\tau_l}{4\tau_C}}. \quad (2.5)$$

На Рис. 2.44 представлена дисперсионная зависимость (2.5) для линии с маслом и параметрами, соответствующими эксперименту:  $d = 30$  мм, внешний диаметр линии с маслом 80 мм, внутренний диаметр линии с маслом 68 мм, ширина зазора с капролоновым заполнением 3.5 мм, и времена  $\tau_C = 0.11$  нс,  $\tau_l = 0.15$  нс.

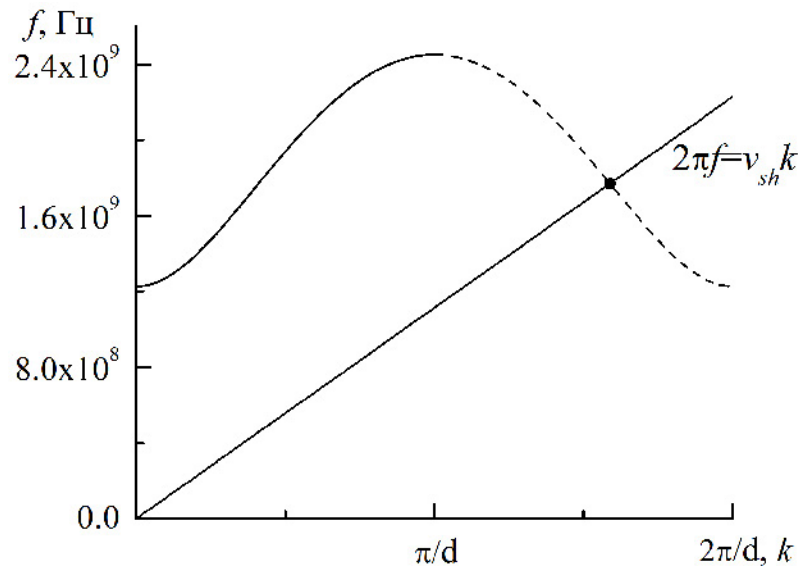


Рис. 2.44. Дисперсионная зависимость для масляной линии с периодическими зазорами для *TEM* волны.

Также на Рис. 2.44 показана точка синхронизма ударной волны, бегущей по линии с ферритом, с фазовой скоростью  $-1$  гармоники, т.е. с обратной волной в линии с маслом. Соответствующая частота синхронизма составляет около 1.8 ГГц. Моделирование данной системы в среде Ansys HFSS с портами, пронумерованными, как показано на Рис. 2.42, позволило рассчитать параметры  $S_{41}$  и  $S_{21}$ , которые показаны на Рис. 2.45 и Рис. 2.46.

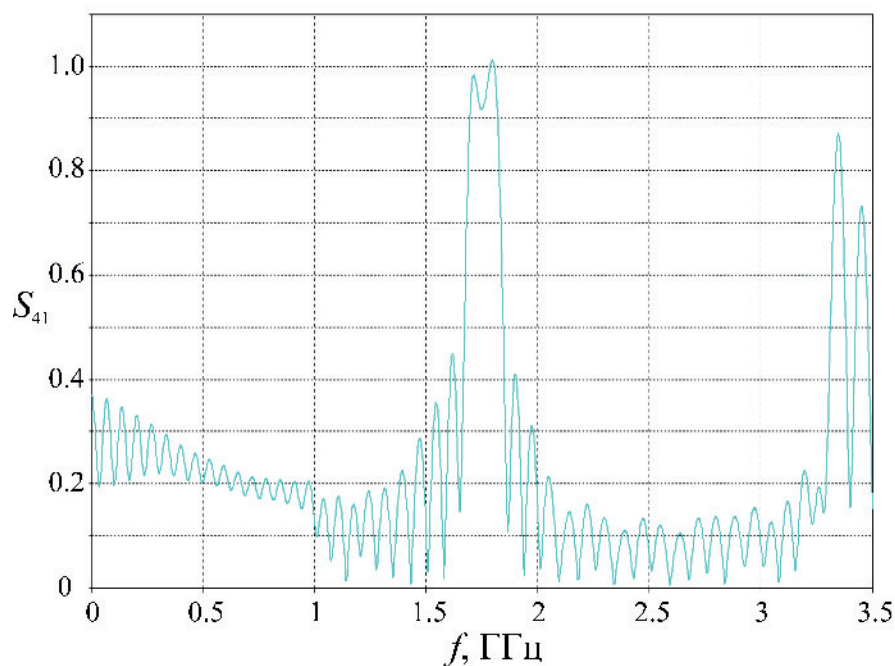


Рис. 2.45. Параметр  $S_{41}$  для системы связанных линий.

Ширина спектра для возбуждения обратной волны по уровню  $-3$  дБ составляет  $0.15$  ГГц. Видно хорошее совпадение с теоретической точкой на Рис. 2.44. В остальной области частот энергия проходит в основном прямо, т.е. в порт 2, Рис. 2.46. Необходимо отметить отсутствие запираения низких частот и довольно высокую частоту отсечки, выше  $3$  ГГц. С учетом всех оценок, рассуждений и расчетов, приведенных выше, была выбрана геометрия экспериментальной установки, схематически изображенная на Рис. 2.47.

Здесь отличие от модельной геометрии (Рис. 2.41 состоит в том, что в четвертом порту, куда бежит обратная волна, условие соответствует не согласованной нагрузке, а короткому замыканию. Так было решено сделать, потому что изготовить ВЧ нагрузку в такой геометрии достаточно сложно. Здесь используется эффект задержки волны, пробегающей по линии длиной  $800$  мм до места короткого замыкания и обратно, что обеспечивает возможность измерения импульсов длительностью до  $8$  нс без наложения отражений. Кроме того, порты 2 и 3 здесь сливаются в одну коаксиальную линию, на конце которой установлена согласованная высоковольтная ВЧ нагрузка.

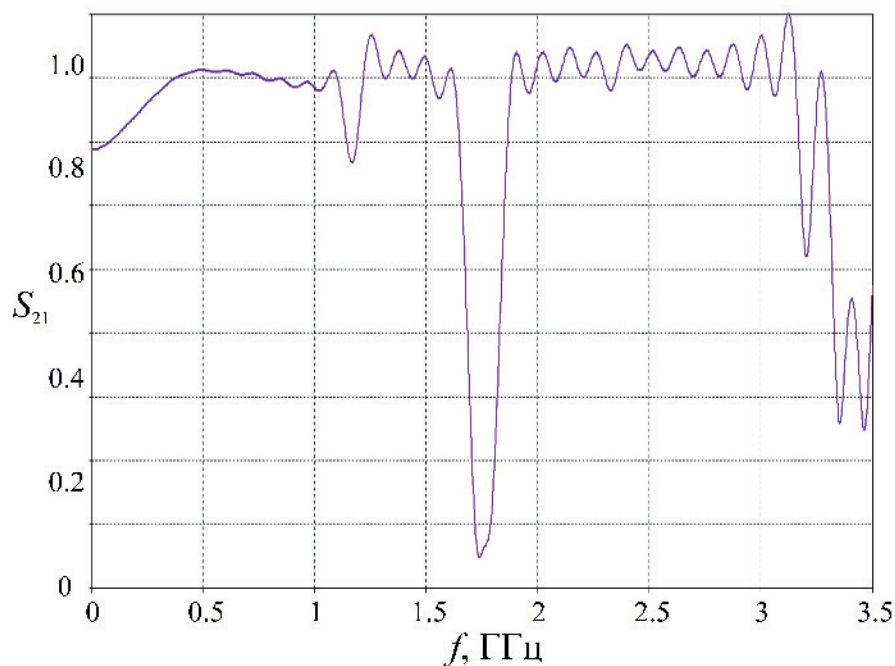


Рис. 2.46. Параметр  $S_{21}$  для системы связанных линий.



Рис. 2.47. Схематическое изображение геометрии связанных линий. Серым — феррит, желтым — вакуумное масло, зеленым — резистивная нагрузка. D1, D2, D3 — датчики напряжения.

Длина ферритового заполнения составила, как и в предварительном эксперименте, 900 мм. Часть ферритового заполнения, около 200 мм, расположена до начала периодических зазоров, что обеспечивает приход к первому зазору уже достаточно крутого фронта. Число металлических цилиндров, разделенных емкостными зазорами в виде колец из капролона, составляло 20 штук, Рис. 2.48. Для центрирования металлических цилиндров относительно ферритовых колец использовались четыре силиконовых шнура.

Измерения проводились при помощи цифрового осциллографа LeCroy Wavemaster 830Zi с аналоговой полосой 16 ГГц. Длительность падающего импульса от генератора СИНУС-160 составляла около 5 нс. Амплитуда сиг-



Рис. 2.48. Система металлических цилиндров с капролоновыми кольцами, одетых на ферритовую линию.

нала определялась давлением в разряднике генератора и изменялась в диапазоне от 80 до 150 кВ. Дальнейшее повышение амплитуды было ограничено электрическим пробоем в линии. Характерная осциллограмма обратной волны для импульса с амплитудой 150 кВ и ее спектр приведены на Рис. 2.49. Спектр сигнала до момента переполяривания, Рис. 2.49 б), демонстрирует

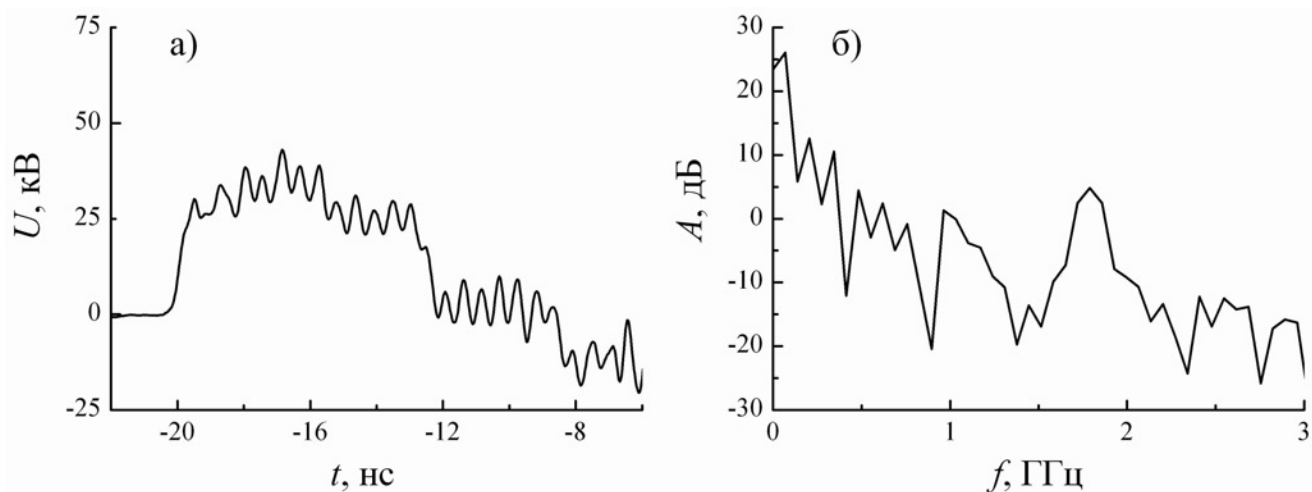


Рис. 2.49. а) Характерная осциллограмма обратной волны (амплитуда напряжения 150 кВ, поле подмагничивания 32 кА/м); б) спектр обратной волны.

выделенную частоту колебаний около 1.8 ГГц, что хорошо согласуется с теоретическими оценками и численным моделированием. Сигнал, прошедший в нагрузку, представлен на Рис. 2.50. Спектр сигнала имеет центральную частоту около 1.6 ГГц, что ниже, чем частота обратной волны 1.8 ГГц. Повы-

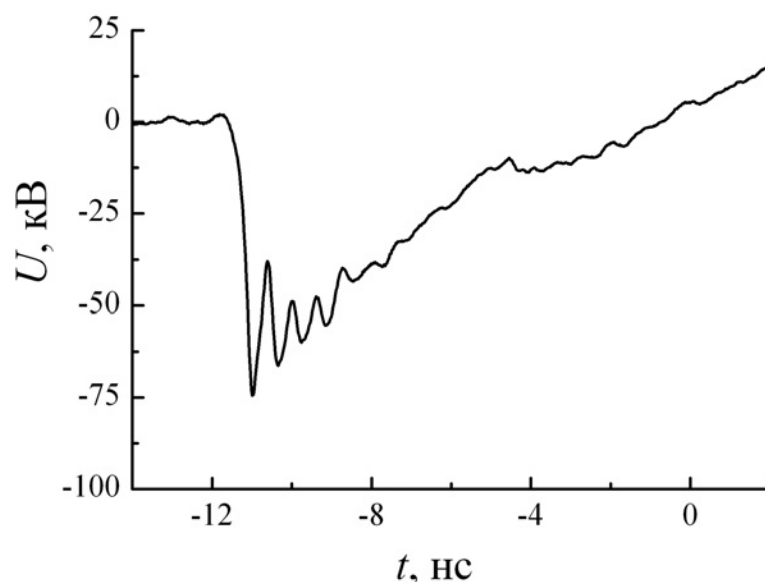


Рис. 2.50. Сигнал, прошедший в нагрузку (амплитуда напряжения 150 кВ, поле подмагничивания 32 кА/м).

ситель частоту прошедшего сигнала до 1.8 ГГц за счет повышения амплитуды высоковольтного импульса не удалось из-за электрического пробоя. При повышении поля подмагничивания колебания в обратной волне почти исчезают, Рис. 2.51 а), а при низких полях подмагничивания эти колебания носят некогерентный характер, Рис. 2.51 б).

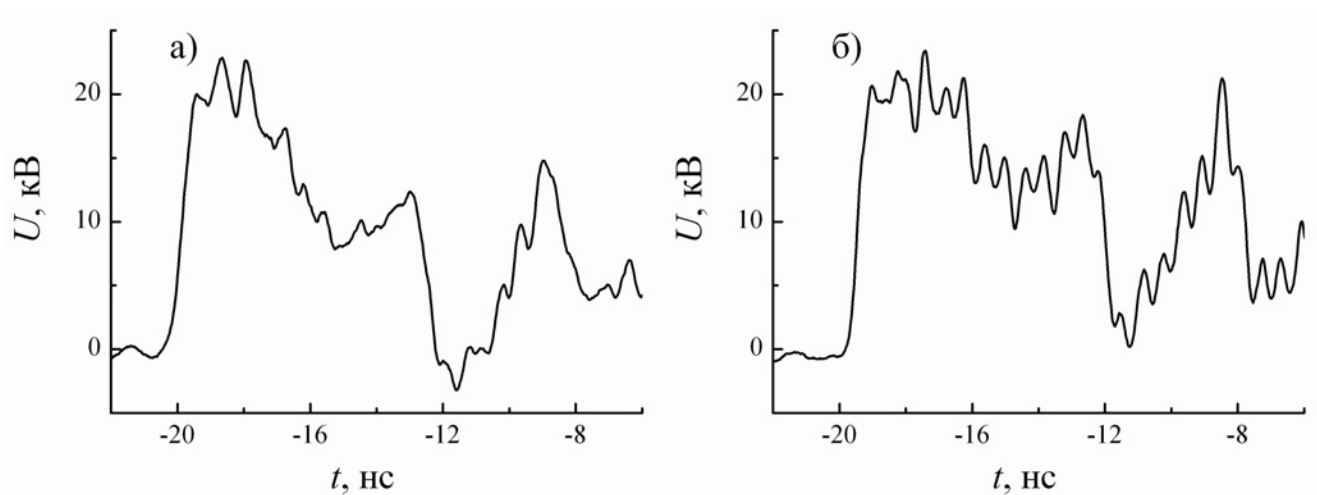


Рис. 2.51. Осциллограммы обратной волны для напряжения 130 кВ при поле подмагничивания 48 кА/м (а) и 16 кА/м (б).

Несмотря на хорошее совпадение с расчетом, эксперименты демонстрируют довольно низкий КПД возбуждения колебаний в обратной волне. При-



чина этого может быть в том, что в связанных линиях ВЧ волны начинают циркулировать. Действительно, если ВЧ энергия на некотором расстоянии переходит из линии с ферритом в линию с маслом в виде обратной волны, то возможна и обратная ситуация, когда обратная волна из линии с маслом переходит в прямую волну в линии с ферритом. Также ограничения, накладываемые на КПД, связаны с электрической прочностью системы связанных линий. Таким образом, несмотря на достаточно интересную динамику возбуждаемых связанных волн, предложенная схема не может быть использована в качестве инструмента, повышающего длительность и эффективность возбуждения ВЧ колебаний в нелинейной линии с насыщенным ферритом.

## **2.5. Выводы ко второй главе**

В этой главе мы рассмотрели результаты экспериментальных исследований по определению параметров нелинейной линии с насыщенным ферритом, обеспечивающих эффективную генерацию ВЧ колебаний. Анализ динамики возбуждения колебаний при распространении высоковольтного импульса по нелинейной линии показал, что сначала происходит обострение фронта импульса до времени порядка половины периода возбуждаемых колебаний, и только после этого происходит эффективное возбуждение колебаний. Характерная длина формирования ударного фронта в описанных экспериментах составляла  $10 \div 20$  см, что хорошо согласуется с теоретической оценкой (1.48). При дальнейшем распространении высоковольтного импульса по нелинейной линии происходит нарастание мощности возбуждаемых колебаний, которое выходит на насыщение на длине около 1 м. При этом мгновенная пиковая мощность на выходе нелинейной линии достигает величины, вдвое превышающей мощность падающего импульса, что подтверждает соответствующий вывод теоретического анализа. Длительность цуга возбуждаемых колебаний в проведенных экспериментах составляла  $3 \div 5$  нс. Соответствующий

щую длительность ВЧ импульса в стационарном решении уравнения Ландау-Лифшица удается получить при феноменологическом параметре затухания  $\alpha \approx 0.03 - 0.05$ . Использование высоковольтной изоляции в виде касторового масла, обладающего сильной дисперсией в интересующей нас области частот, сделало невозможным формирование ударного фронта, в результате чего возбуждения ВЧ колебаний в нелинейной линии не наблюдалось, что подтверждает ключевую роль ударного фронта электромагнитной волны. Исследование возбуждения ВЧ колебаний в нелинейных линиях с различными геометриями показало, что диапазон коэффициентов поперечного заполнения ферритом нелинейной линии  $\chi 0.4 \div 0.6$  соответствует условиям для наиболее эффективного возбуждения ВЧ колебаний. Измеренный методом динамической рефлектометрии входной импеданс нелинейной линии спадает на фронте импульса напряжения до некоторого стационарного значения, соответствующего амплитуде падающего импульса, и подтверждаемого расчетами. Исследование влияния величины диэлектрической проницаемости высоковольтной изоляции на эффективность возбуждения ВЧ колебаний показало предпочтительность использования вакуумного масла перед элегазом и касторовым маслом. При этом диэлектрические потери вакуумного масла в интересующей области частот оказываются значительно ниже, чем у трансформаторного. Попытки осуществить формирование более протяженного ВЧ импульса за счет возбуждения обратной волны в связанных коаксиальных линиях с ферритом не увенчались успехом, так как в протяженной системе связанных линий ВЧ энергия, перетекающая из линии с ферритом в линию без феррита в виде обратной волны, возвращается в линию с ферритом из-за симметричности связи. Таким образом, ограничение длительности возбуждаемых ВЧ импульсов в  $3 \div 5$  нс представляется фундаментальным ограничением, связанным с характеристиками феррита.

## Глава 3

# Зависимость частотных характеристик возбуждаемых колебаний от параметров нелинейной линии

### 3.1. Спектральная характеристика возбуждаемых колебаний. Динамика спектра при распространении импульса по нелинейной линии

В предыдущей главе был оставлен в стороне вопрос о частоте возбуждаемых колебаний. Настоящая глава написана с целью выявить основные и второстепенные параметры, влияющие на частоту, и дать представление о возможностях управления частотой.

Для анализа спектральных характеристик сигнала, получаемого на выходе ферритовой линии, достаточно взять преобразование Фурье этого сигнала. Типичная осциллограмма напряжения и ее спектральное разложение представлены на Рис. 3.1.

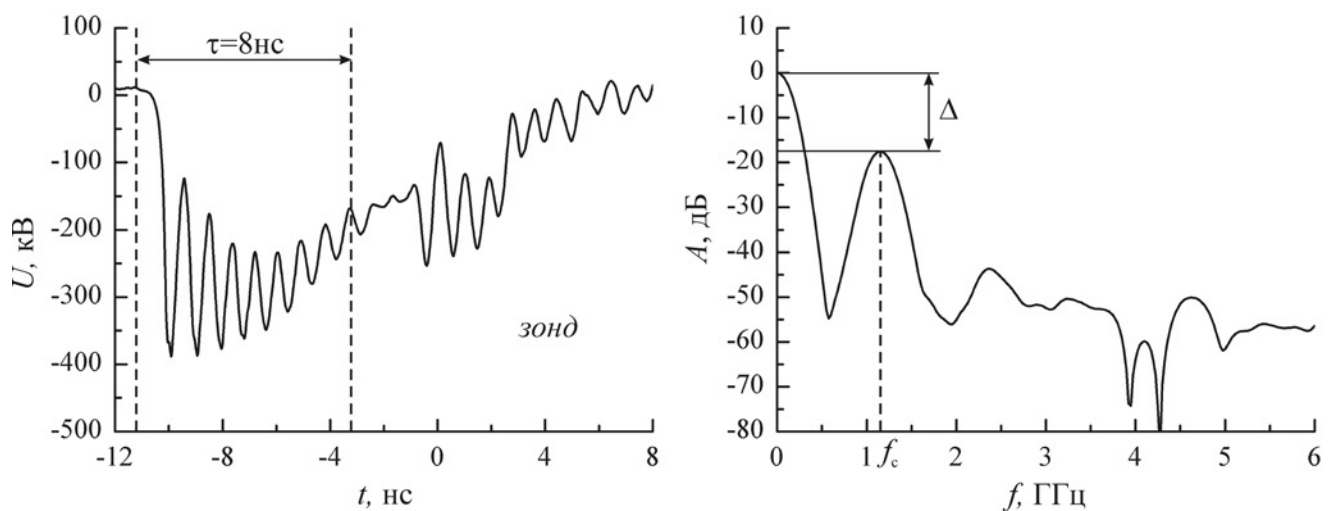


Рис. 3.1. Осциллограмма напряжения в Геометрии 1 и ее спектральное разложение.

Вертикальными штриховыми линиями показан  $\delta$  нс интервал, внутри которого берется преобразование Фурье. Для всех осциллограмм он выбирался одинаковым и был привязан к фронту импульса. Преобразование осуществлялось математическим пакетом, встроенным в программную оболочку цифрового осциллографа Tektronix TDS6604. Основными характеристиками спектра являются центральная частота  $f_c$ , ширина полосы по уровню -10 дБ  $\delta f$  и разность между нулевой частотой и первой гармоникой  $\Delta$  (в дБ). Хотя классификации подлежит спектр излученного радиоимпульса, предполагая достаточно широкую полосу излучающей системы, можно классифицировать спектр возбуждаемых колебаний в соответствии с общепринятой мировой практикой. Показателем широкополосности излучения считается парциальная ширина спектра [97]:

$$\eta = \frac{\delta f}{f_c}, \quad (3.1)$$

где  $\delta f = f_H - f_L$  — ширина полосы по уровню -10 дБ,  $f_c = 1/2 (f_H + f_L)$  — центральная частота спектра. Первая исчерпывающая классификация сигналов по ширине полосы частот была дана Агентством по перспективным оборонным научно-исследовательским разработкам США (DARPA) в 1990 г. [97]. Согласно этой классификации, сигналы с  $\eta < 1\%$  относят к узкополосным, при  $1\% \leq \eta \leq 25\%$  — к широкополосным, при  $\eta > 25\%$  — к сверхширокополосным (СШП). В дальнейшем граница, отделяющая СШП, была переопределена в связи с бурным развитием коммуникационных технологий, использующих СШП сигналы. На основании определения Федеральной комиссии по связи США (FCC) с 2002 г. под СШП принято понимать сигнал с  $\eta \geq 20\%$ , либо с шириной полосы излучения  $\geq 0.5$  ГГц [98]. Для высокочастотных колебаний, возбуждаемых в ферритовой линии, парциальная ширина спектра обычно лежит в диапазоне  $30\% \lesssim \eta \lesssim 40\%$ , а ширина полосы по уровню -10 дБ  $\delta f \sim 0.5$  ГГц. Таким образом, излучающая система, основанная на использовании ферритовой линии, будет представлять собой, в соответствии

с введенными определениями, источник широкополосного либо СШП излучения.

Согласно другому стандарту (IEC 61000-2-13) [99], выработанному в рамках задач по электромагнитной совместимости, парциальная ширина спектра (3.1) определяется по 90% энергии между двумя частотами: нижней и верхней. В соответствии с этим стандартом парциальная ширина спектра в диапазоне  $1\% \leq \eta \leq 100\%$  соответствует мезополосному излучению. Таким образом, можно утверждать, что источники радиоимпульсов на основе ферритовых линий формируют мезополосное излучение.

Помимо ширины спектра, колебания, возбуждаемые в ферритовой линии, Рис. 3.1, характеризуются выраженной зависимостью периода от амплитуды: наибольший период имеет первое колебание, и затем период уменьшается вместе с амплитудой затухающих колебаний. Аналогичный характер зависимости периода колебаний от амплитуды был получен аналитически в приближении стационарной волны, Рис. 1.12. Если проследить за частотой возбуждаемых колебаний, когда их амплитуда возрастает от линейного режима до сильно нелинейного при увеличении длины ферритового заполнения, то эта зависимость также оказывается спадающей. На Рис. 3.2 и Рис. 3.3 приведены зависимости центральной частоты возбуждаемых колебаний от длины ферритового заполнения для нелинейных линий в Геометрии 1 и Геометрии 2 соответственно. Таким образом, спектр ВЧ колебаний непрерывно трансформируется в процессе формирования стационарного профиля ударной волны.

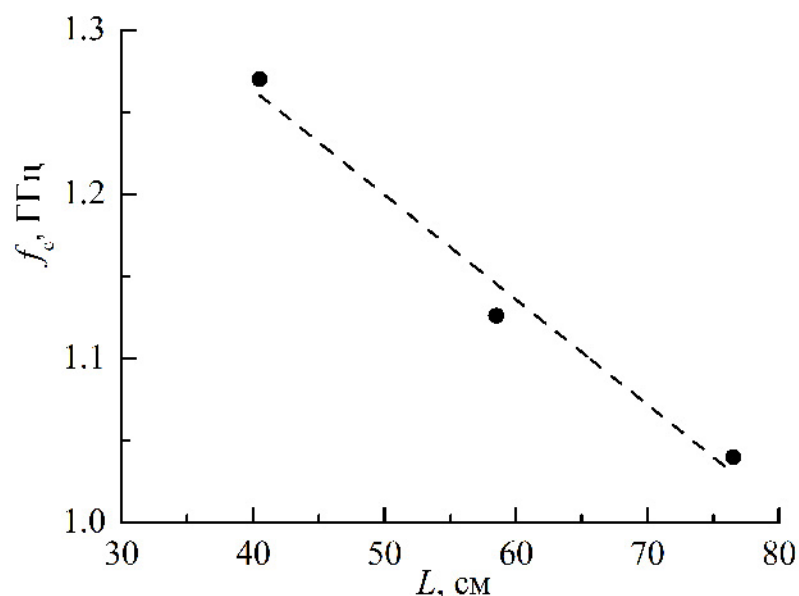


Рис. 3.2. Зависимость центральной частоты возбуждаемых колебаний от длины ферритового заполнения в Геометрии 1.

### 3.2. Зависимость спектра возбуждаемых колебаний от приложенных продольного и азимутального магнитных полей

Рассмотрим зависимость центральной частоты  $f_c$  и энергетического параметра  $\Delta$  (см. Рис. 3.1) от магнитных полей, прикладываемых к ферриту [A24]. Зависимость обоих параметров от внешнего продольного магнитного поля для ферритовой линии в Геометрии 1 (см. стр. 81) для 290 кВ импульса представлена на Рис. 3.4.

Как видно из рисунка, варьирование внешнего поля позволяет осуществлять перестройку частоты сигнала в небольших пределах. При этом также изменяется энергия, запасенная в высокочастотных колебаниях. Как и в случае с пиковой мощностью, энергия высокочастотных колебаний имеет максимум при некотором продольном поле. Для выбранного типа феррита (200 ВНП) и геометрии линии оптимальная величина поля составляла  $\approx 45$  кА/м. Штриховыми линиями показана перестройка частоты по уровню -3 дБ (около 50% энергии колебаний), которая в данном случае составляла

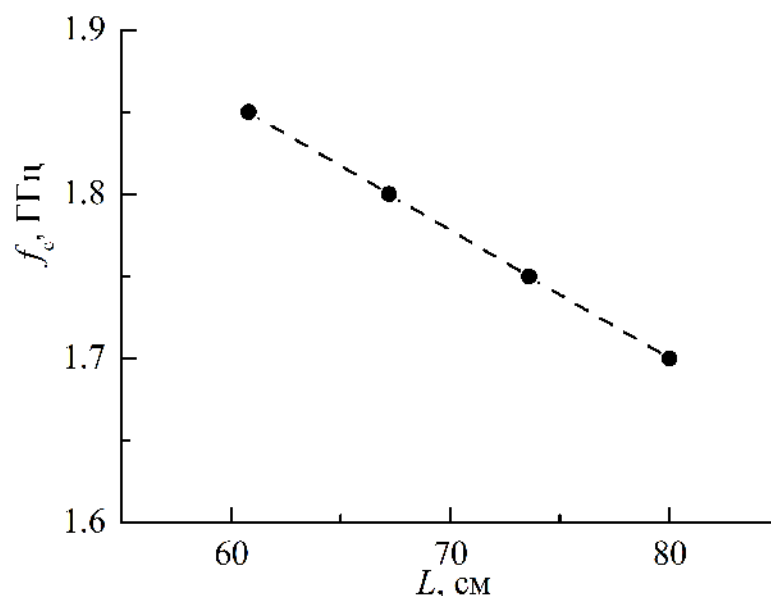


Рис. 3.3. Зависимость центральной частоты возбуждаемых колебаний от длины ферритового заполнения в Геометрии 2.

≈ 16% между значениями 1.08 ГГц и 1.27 ГГц.

Необходимо обратить внимание, что в данной области внешних магнитных полей зависимость центральной частоты является линейной и спадающей, что соответствует характеру теоретической зависимости (1.114), Рис. 3.4. Расчетные значения превышают экспериментальные на 20-30%, что является общим недостатком теории в приближении взаимодействия волны намагниченности только с ТЕМ-волной.

Другим важным параметром, определяющим частоту колебаний, является амплитуда падающего высоковольтного импульса. Зависимость частоты от амплитуды импульса для ферритовой линии в Геометрии 1 представлена на Рис. 3.5.

Амплитуда высоковольтного импульса  $U_{in}$  в экспериментах варьировалась от 80 кВ до 290 кВ. Верхний предел связан с максимальным значением зарядного напряжения формирующей линии, а нижний — с минимальным рабочим давлением в газовом разряднике, которое и определяло пробивное напряжение коммутации формирующей линии. Из рисунка видно, что при изменении напряжения в указанных пределах возбуждаются колебания с цен-

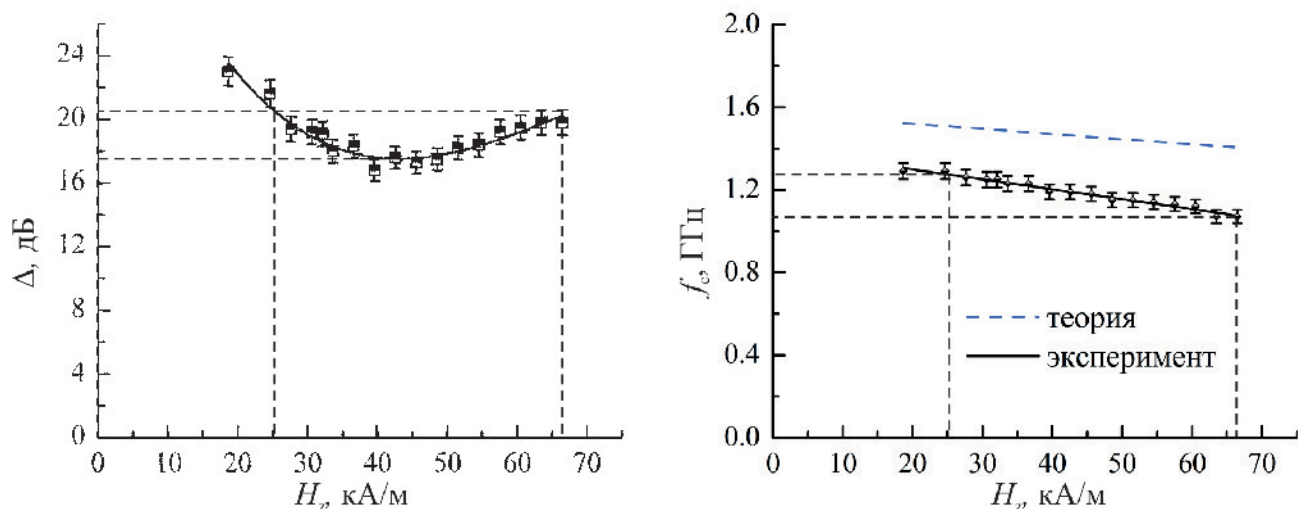


Рис. 3.4. Зависимость параметров спектра от продольного поля в Геометрии 1.

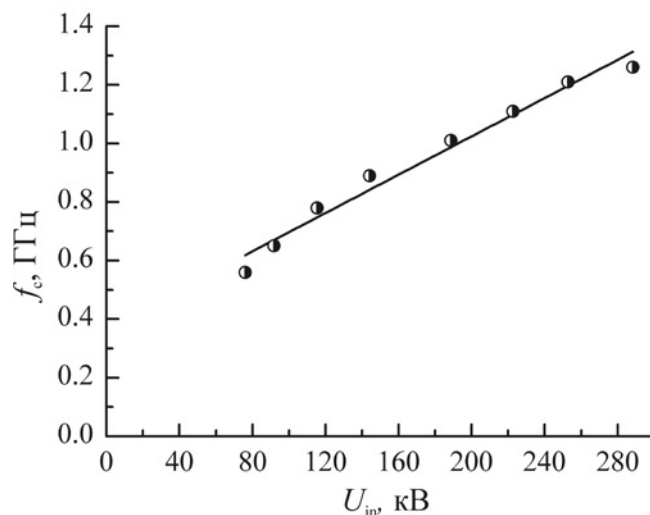


Рис. 3.5. Зависимость центральной частоты от амплитуды падающего импульса.

тральной частотой от 0.56 ГГц до 1.26 ГГц [A1], причем зависимость можно приближенно рассматривать как линейно нарастающую. Величина внешнего продольного магнитного поля для данного графика составляла около 30 кА/м.

В отличие от варьирования внешнего поля, уменьшение амплитуды импульса существенно понижает энергию высокочастотных колебаний за счет понижения входной мощности. Поэтому в данном случае говорить о перестройке частоты неуместно. Зависимость амплитуды первого колебания от амплитуды падающего импульса показана на Рис. 3.6.

Как следует из рисунка, пиковая мощность колебаний линейно нарастает



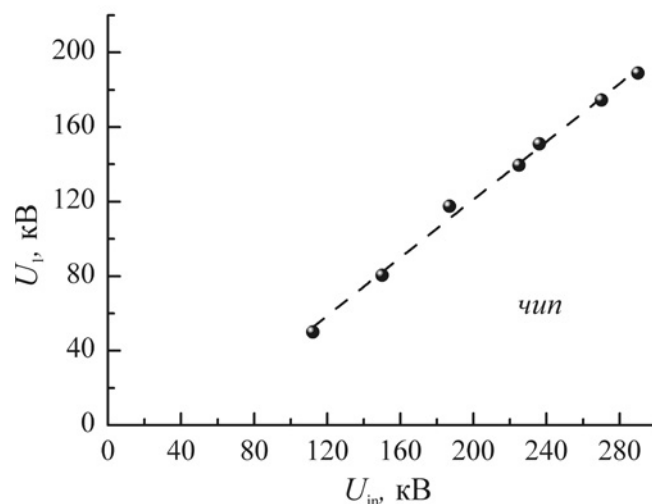


Рис. 3.6. Зависимость пиковой амплитуды колебаний от амплитуды падающего импульса.

тает с амплитудой падающего импульса в исследованном диапазоне напряжений. Интерполяция этой зависимости в область более низких амплитуд наводит на мысль о существовании пороговой амплитуды падающего импульса (около 50 кВ в данной геометрии), при которой еще возможно возбуждение электромагнитных колебаний с существенной энергетикой. Для проверки этой гипотезы был проведен специальный эксперимент. Отличие от эксперимента, описанного выше, состояло в наличии достаточно протяженной (800 мм) ферритовой линии без подмагничивания, расположенной между источником высоковольтных импульсов и линией с подмагничиванием, Рис. 2.24. Дело в том, что обострение импульсов в ферритовой линии без подмагничивания обусловлено диссипативными процессами [A2], и при достаточно низком напряжении потери на перемагничивание становятся сравнимыми с энергией в импульсе, что приводит к уменьшению его амплитуды. Для Геометрии 1 снижение амплитуды сигнала в ферритовой линии без подмагничивания наблюдалось при амплитудах, близких к 100 кВ. Такой подход позволил получить импульсы с амплитудой до 30 кВ. Соответствующие осциллограммы импульсов на выходе гиромангнитной нелинейной линии с насыщенным ферритом для амплитуд падающих импульсов 55 кВ и 30 кВ приведены на Рис. 3.7.

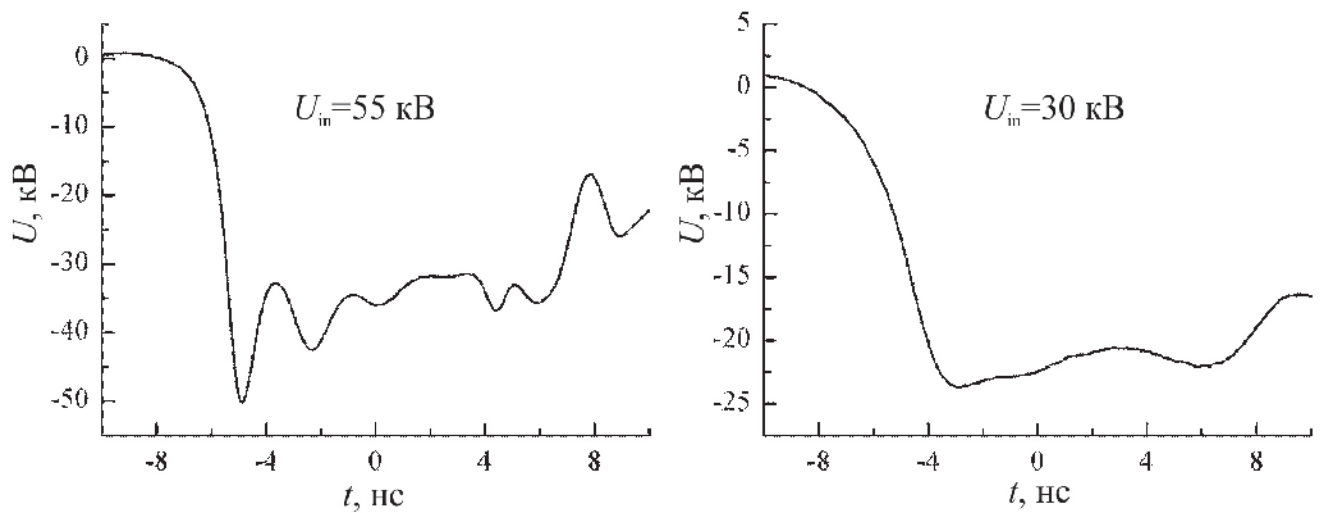


Рис. 3.7. Осциллограммы на выходе нелинейной линии в Геометрии 1 для двух амплитуд падающего импульса  $U_{in}$ .

Как следует из приведенных осциллограмм, при понижении амплитуды падающего импульса с 55 до 30 кВ осцилляции за фронтом импульса исчезают. Наименьшая частота возбуждаемых колебаний, которую удалось наблюдать в данном эксперименте, составляла около 0.4 ГГц. Соответствующий период колебаний составляет 2.5 нс. Дальнейшее увеличение периода делает его сравнимым с временем релаксации гиромагнитной прецессии в феррите, что, по-видимому, и является причиной отсутствия колебаний при более низких напряжениях.

Для сравнения с зависимостью от продольного магнитного поля необходимо перейти от амплитуды напряжения высоковольтного импульса к импульсному значению азимутального магнитного поля, усредненного по сечению ферритового кольца, (1.16). Рассчитанная согласно этой формуле зависимость центральной частоты колебаний от азимутального поля в феррите показана на Рис. 3.8.

Возникает вопрос, можно ли варьировать частоту в таких или более широких пределах, не теряя при этом существенно в мощности. На основании экспериментов можно предположить, что, выбирая нужным образом поперечные размеры нелинейной линии, можно получить желаемую центральную

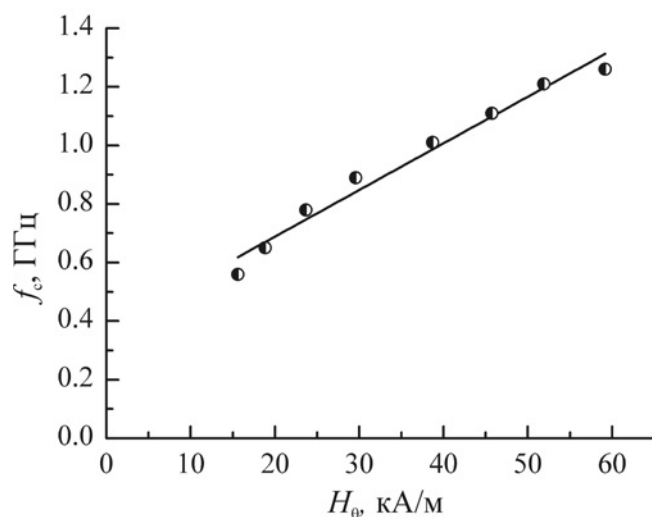


Рис. 3.8. Зависимость центральной частоты от азимутального поля в Геометрии 1.

частоту при сохранении входной мощности. В следующем разделе этот вывод подтверждается анализом работы ферритовой линии в различных геометриях.

### 3.3. Частота возбуждаемых колебаний в нелинейных линиях с различными поперечными размерами

Для второй геометрии при падающем импульсе 290 кВ зависимость центральной частоты и параметра  $\Delta$  от внешнего продольного поля представлена на Рис. 3.9.

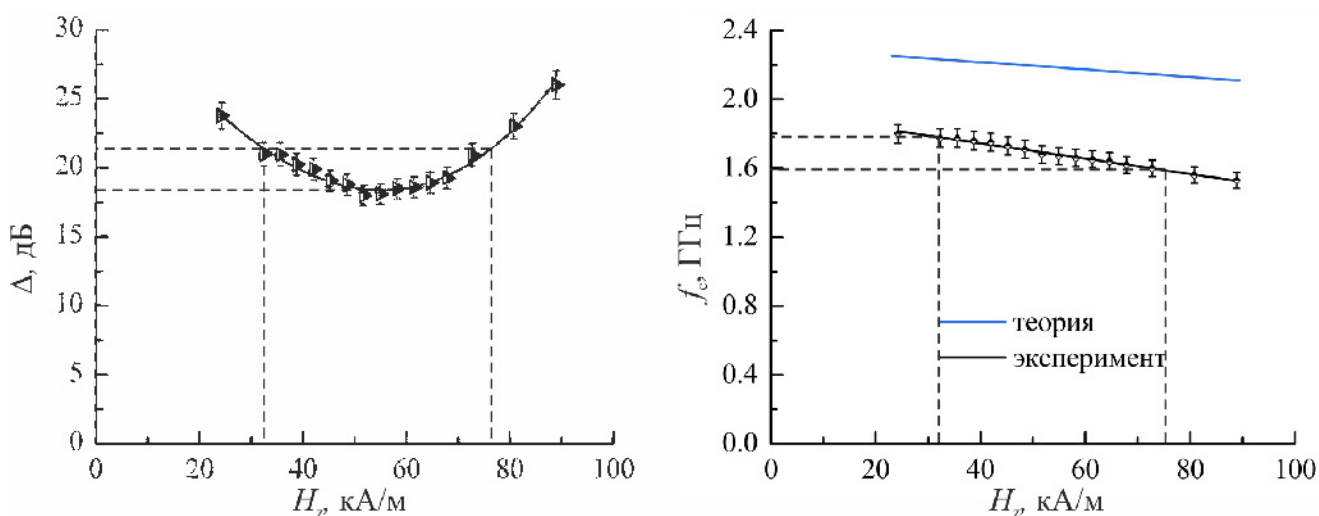


Рис. 3.9. Зависимость параметров спектра от продольного поля в Геометрии 2.

Как и в первой геометрии, частота линейно падает с ростом магнитного поля. Перестройка частоты по уровню -3 дБ составляет ~ 12% между значениями 1.58 ГГц и 1.78 ГГц. Оптимальная величина поля сравнима с величиной в Геометрии 1 и составляет около 50 кА/м. Также на Рис. 3.9 приведена зависимость, рассчитанная по формуле (1.114). Как видно на рисунке, теоретическая зависимость идет выше экспериментальной на 25-40%.

Понижение амплитуды входного импульса также приводит к линейному понижению амплитуды первого колебания. Соответствующая зависимость в диапазоне от 140 кВ до 290 кВ показана на Рис. 3.10. Величина внешнего продольного магнитного поля для данного графика составляла ~ 35 кА/м.

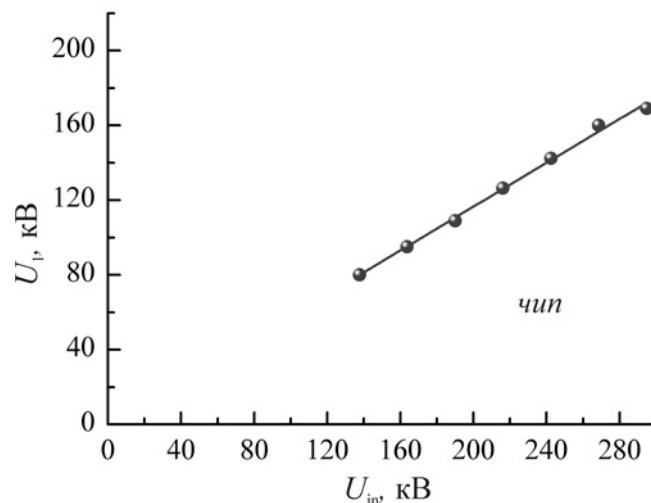


Рис. 3.10. Пиковая амплитуда в зависимости от амплитуды падающего импульса для Геометрии 2.

В рассматриваемом диапазоне напряжений центральная частота нарастает линейно. Для сравнения этой зависимости с аналогичной для первой геометрии нужно перейти к азимутальному магнитному полю в соответствии с формулой (1.16). Сопоставление зависимостей частоты колебаний от азимутального поля для обеих геометрий представлено на Рис. 3.11. Кроме того, на этом графике приведены данные по частотам генерации для нелинейных линий из Таблицы 2.1, кроме НПЛ4, для которой трудно выделить частоту генерации.

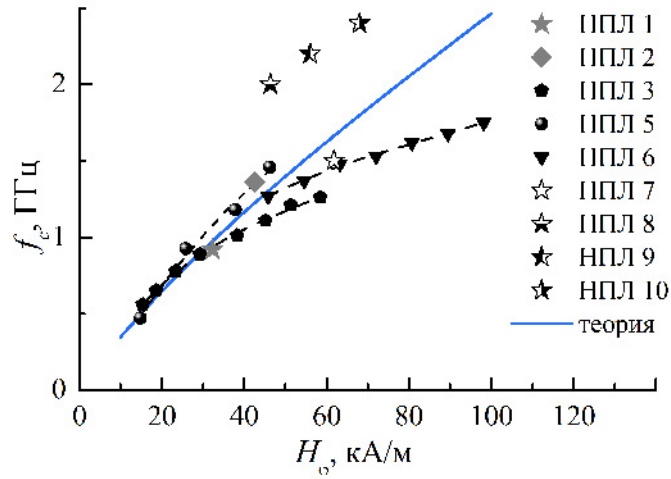


Рис. 3.11. Зависимость центральной частоты от азимутального поля.

Видно, что в более широком диапазоне азимутальных магнитных полей зависимость частоты уже не может быть аппроксимирована линейной функцией. Теоретическая зависимость, рассчитанная согласно формуле (1.114) для некоторого усредненного значения коэффициента поперечного заполнения ферритом, дает значения, близкие к экспериментальным только для частот, близких к 1 ГГц и ниже. Для более высоких частот видно отклонение от теоретической кривой в сторону меньших частот для нелинейных линий с бóльшим поперечным размером, и наоборот. Таким образом, можно говорить, что в области высоких частот (выше 1 ГГц) не работают соотношения подобия. Это может быть вызвано возбуждением высших типов волн на данных частотах. Рассмотрим критические частоты для простейших высших типов волн для коаксиальной линии с насыщенным ферритом. Критическая частота возбуждения моды  $TE_{11}$  коаксиала может быть рассчитана как

$$f_{cr} = \frac{2c}{\pi(D_2 + D_1) \sqrt{\epsilon_{eff}\mu_{eff}}}, \quad (3.2)$$

где эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости могут быть рассчитаны по формулам (1.3) и (1.35) соответственно. Критическая частота возбуждения моды  $TM_{01}$  коаксиала

$$f_{cr} = \frac{c}{(D_2 - D_1) \sqrt{\epsilon_{eff}\mu_{eff}}}. \quad (3.3)$$

Расчетные значения для критических частот данных типов волн вместе с эффективными диэлектрическими и магнитными проницаемостями для нелинейных линий из Таблицы 2.1 приведены в Таблице 3.1.

Таблица 3.1. Критические частоты мод  $TE_{11}$  и  $TM_{01}$  для нелинейных линий из Таблицы 2.1

№	$\epsilon_{eff}$	$\mu_{eff}$	$f_{cr}(TE_{11})$ , ГГц	$f_{cr}(TM_{01})$ , ГГц
1	3.49	3.11	0.52	1.90
2	4.46	3.33	0.41	2.05
3	4.24	3.16	0.44	1.95
5	3.49	2.88	0.57	3.15
6	4.68	2.68	0.66	3.26
7	3.65	2.65	1.14	3.71
8	3.17	2.43	1.72	4.50
9	3.44	2.50	1.55	4.65
10	3.81	2.56	1.39	4.80

Вызывает удивление тот факт, что для всех нелинейных линий критическая частота моды  $TE_{11}$  оказывается ниже частоты возбуждаемых колебаний. Это особенно заметно для нелинейных линий № 8-10, частота колебаний которых заметно выше теоретической кривой и выше, чем у остальных нелинейных линий, Рис. 3.11. При этом критическая частота моды  $TE_{11}$  для нелинейных линий № 8-10 оказывается также выше теоретической кривой или близка к ней. Это наводит на мысль, что мода  $TE_{11}$  играет существенную роль в динамике возбуждения ВЧ колебаний. Тем не менее, теоретической формулой (1.114), учитывающей взаимодействие только с ТЕМ-модой, можно пользоваться для грубой предварительной оценки частоты для расчета новой геометрии нелинейной линии. Эта формула, а также накопленные экспериментальные данные, позволяют разрабатывать устройства, основанные

на использовании ферритовой линии, на заданную частоту при фиксированном уровне входной мощности. При этом перестройка частоты осуществляется путем варьирования внешнего продольного магнитного поля. Естественен вопрос, как влияют на частоту колебаний параметры используемого феррита. Этому посвящен следующий раздел.

### 3.4. Влияние характеристик феррита на частоту возбуждаемых колебаний

Как уже отмечено выше, NiZn-ферриты изначально не предназначены для работы в гигагерцовом диапазоне. Поэтому у них отсутствуют паспортные СВЧ-характеристики. Таким образом, ниже речь пойдет о статических параметрах феррита, среди которых можно выделить три основных: начальная относительная магнитная проницаемость  $\mu_{in}$ , коэрцитивная сила по индукции  $H_c$  и индукция насыщения  $B_s$ . Помимо феррита 200-ВНП, были протестированы марки ферритов 55-ВНП и 300-ВНП. Их характеристики приведены в Таблице 3.2. Величина индукции насыщения измерялась при поле  $H = 4000$  А/м, т.е. существенно ниже поля подмагничивания в проведенных экспериментах.

Таблица 3.2. Статические характеристики ферритов

марка	$\mu_{in}$	$H_c$ , А/м	$B_s$ , Тл
55-ВНП	70	440	0.35
200-ВНП	210	80	0.4
300-ВНП	310	96	0.29

Для экспериментов был выбран типоразмер колец 65x40x9, соответствующий Геометрии 1. Длина ферритового заполнения линии была одинаковой

для всех трех марок феррита и составляла 66 см. Амплитуда входного импульса составляла 280 кВ.

Для всех трех марок феррита оптимальное поле подмагничивания находится примерно в одном и том же диапазоне 40÷50 кА/м. Совмещение осциллограмм при поле  $\sim 50$  кА/м для трех марок феррита показано на Рис. 3.12.

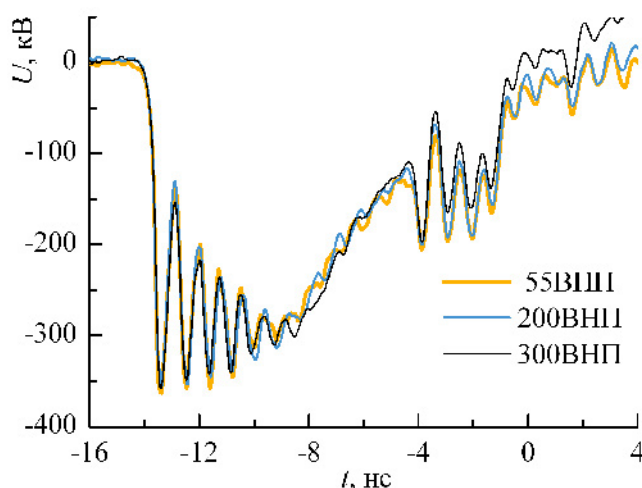


Рис. 3.12. Наложение осциллограмм для трех марок феррита.

Видно, что в целом картина для разных марок феррита отличается мало. В частности, марки 55ВНП и 200ВНП по энергетике дают приблизительно тот же результат с отличием  $\approx 5\%$ . Эффективность колец марки 300ВНП на длине 66 см меньше, чем для двух других, на  $\approx 15\%$ . Имеющихся данных по характеристикам ферритов недостаточно, чтобы выявить какую-либо закономерность влияния того или иного параметра на эффективность возбуждения колебаний.

Хотя амплитуды колебаний для ферритов различных марок не совпадают, они хорошо ложатся друг на друга, что говорит о совпадении периодов. Вместе с тем, анализ спектрального разложения сигнала обнаруживает небольшое отличие в центральной частоте колебаний, как показано на Рис. 3.13.

Как следует из рисунка, спектры колебаний, возбуждаемых ферритами марки 55ВНП и 200ВНП, примерно одинаковы. Центральная частота для ко-



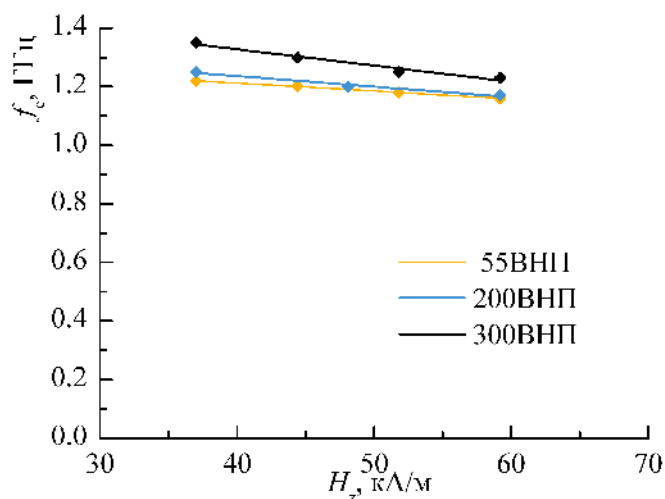


Рис. 3.13. Наложение осциллограмм для трех марок феррита.

лец 300ВНП, выше на  $\approx 10\%$ . Среди параметров, приведенных в Таблице 3.2, нет такого, заметно отличающегося от параметров других марок, который можно было бы принять отвечающим за такой сдвиг по частоте. Таким образом, для выяснения связи между параметрами колебаний и характеристиками ферритов необходимо знать эти характеристики в области частот возбуждаемых колебаний.

Интересен эксперимент с ферритовыми кольцами марки 100-НН, проведенный в этой же Геометрии 1. Эти ферриты отличаются высоким статическим удельным сопротивлением  $\rho = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ . Прочие статические характеристики этого феррита:  $B_s = 0.45 \text{ Тл}$ ,  $H_c = 120 \text{ А/м}$ . Характерная осциллограмма на выходе нелинейной линии длиной 960 мм для амплитуды падающего импульса 280 кВ приведена на Рис. 3.14.

Как видно из приведенной осциллограммы, эффективность возбуждения ВЧ колебаний в феррите 100НН заметно ниже, чем в ферритах серии ВНП. И хотя критические частоты, на которых тангенс магнитных потерь достигает значения 0.1, для феррита 100НН и 55ВНП сравнима (30 и 50 МГц соответственно), можно полагать, что на более высоких частотах как диэлектрические, так и магнитные потери феррита 100НН выше, чем у ферритов серии ВНП.

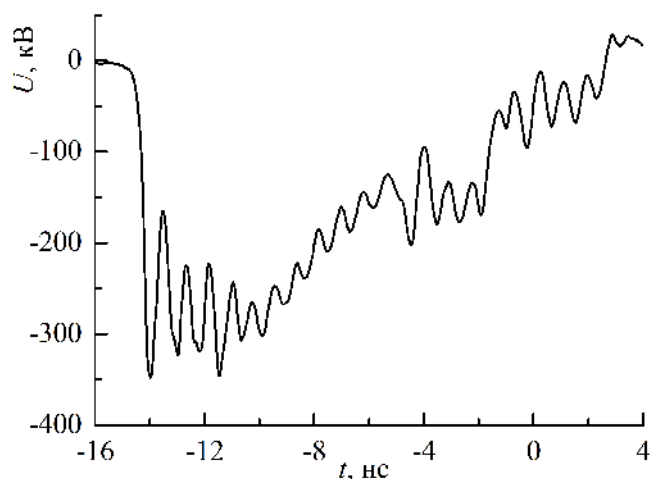


Рис. 3.14. Типичная осциллограмма на выходе нелинейной линии с ферритом 100НН.

Другой вопрос, связанный с характеристиками ферритов, заключается в том, как изменяется картина возбуждения колебаний от одной партии феррита к другой, при условии, что марка феррита одна и та же. Данный вопрос был исследован для двух партий ферритовых колец марки 200ВНП. Наложение зависимостей центральной частоты и параметра  $\Delta$  от внешнего продольного магнитного поля для двух партий приведено на Рис. 3.15.

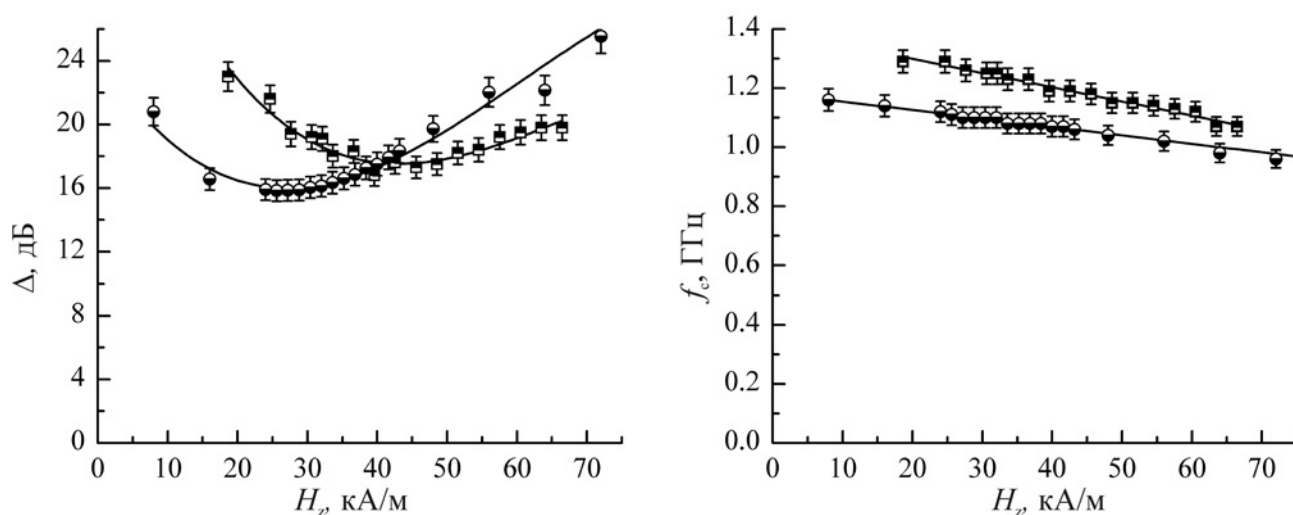


Рис. 3.15. Две партии (квадратики и кружки) феррита 200ВНП.

Как следует из приведенных графиков, параметры колебаний для различных партий феррита существенно различаются. Одна из партий имеет оптимальное поле подмагничивания в  $\sim 1.5$  раза меньше, чем другая, — 30 кА/м. Также эта партия характеризуется более низкой частотой возбуж-

даемых колебаний. Отличие составляет около 12%. Это говорит о том, что высокочастотные свойства NiZn ферритов не контролируются технологией их производства. С другой стороны, полезно было бы иметь набор требований к характеристикам феррита, выполняя которые, можно получать ожидаемые параметры высокочастотных колебаний. Для формулировки таких требований необходимо проводить специальные исследования.

### 3.5. Выводы к третьей главе

Рассмотренные в данной главе закономерности позволяют характеризовать ферритовую линию с подмагничиванием как генератор ВЧ колебаний с шириной полосы по уровню -10 дБ  $\delta f \sim 0.5$  ГГц и перестройкой частоты током подмагничивания  $\approx 15\%$  по уровню -3дБ, на основе которого может быть разработан источник мезополосного (СШП или широкополосного) излучения. Зависимость центральной частоты колебаний от внешнего продольного поля является спадающей и линейной в исследованном диапазоне полей. Оптимальные поля подмагничивания для NiZn ферритов серии ВНП лежат в диапазоне  $30 \div 50$  кА/м.

Основным параметром, определяющим частоту возбуждаемых колебаний, является средняя по радиусу феррита напряженность азимутального магнитного поля питающего высоковольтного импульса. Диапазону азимутального магнитного поля  $10 \div 100$  кА/м соответствует диапазон центральной частоты генерации от 0.6 ГГц до 2.5 ГГц. Зависимость центральной частоты колебаний от азимутального поля является нарастающей и нелинейной. Существующий набор экспериментальных данных вместе теоретической оценкой (1.114) позволяет делать приближенную оценку ожидаемой частоты колебаний, если задана геометрия ферритовой линии и амплитуда падающего импульса. Отличие экспериментальных значений для частоты возбуждаемых колебаний от теоретической формулы, учитывающей взаимодействие вектора

намагниченности только с ТЕМ-волной, говорит о вероятном возбуждении высших типов волн. Поскольку для всех экспериментально исследованных нами нелинейных линий критическая частота моды  $TE_{11}$  оказывается ниже частоты возбуждаемых колебаний, можно предположить, что мода  $TE_{11}$  играет существенную роль в динамике возбуждения ВЧ колебаний.

Использование разных марок феррита серии ВМП с различными статическими характеристиками приводит к возбуждению колебаний с близкими параметрами. Корреляций между параметрами колебаний и характеристиками феррита данной серии не выявлено. Представляется, что паспортные статические свойства феррита, такие как начальная относительная магнитная проницаемость, коэрцитивная сила по индукции и индукция насыщения, имеют второстепенное значение для процесса возбуждения высокочастотных колебаний. Кроме этого, обнаружен неконтролируемый разброс в параметрах колебаний при использовании разных партий феррита одной марки. Это говорит о необходимости контроля высокочастотных характеристик феррита для получения колебаний с вполне предсказуемыми параметрами на выходе ферритовой линии.

Подводя итог к главе, можно сделать вывод, что на частоту колебаний главным образом влияют продольное и азимутальное магнитные поля, в то время как свойства самого феррита имеют второстепенное значение.

## Глава 4

# **Генерирование мощных наносекундных импульсов излучения на основе нелинейных передающих линий**

Для создания источника мощных наносекундных импульсов излучения дециметрового диапазона длин волн на основе эффекта возбуждения колебаний в коаксиальной линии с насыщенным ферритом необходимо решить ряд задач, связанных с выводом ВЧ мощности из коаксиальной линии. Как и при разработке иных устройств, первоочередным представляется вопрос о сроке службы источника. Необходимо убедиться, что ресурс нелинейной линии с ферритом не ограничен несколькими десятками импульсов. Представляется, что ресурс нелинейной линии ограничен прежде всего условиями по электрической изоляции. Электрический пробой феррита означает выход нелинейной линии из строя, поскольку после однократного пробоя в импульсно-периодическом режиме незамедлительно наступают и последующие. Помимо такого одномоментного нарушения работоспособности устройства, можно допустить вероятность постепенной деградации свойств феррита в сильных электрических и магнитных полях, которая может приводить к постепенному снижению эффективности генерации. Всем этим вопросам было посвящено исследование, описанное в следующем разделе.

## **4.1. Испытания на ресурс нелинейной линии с насыщенным ферритом. Условия по высоковольтной изоляции**

Уже в первых экспериментах было обнаружено, что при максимальных амплитудах падающего импульса возможен пробой нелинейной линии. В частности, испытания нелинейной линии с ферритом в Геометрии 2 на частоте повторений импульсов 1 Гц сопровождались электрическим пробоем каждые 50-100 импульсов. Повышение частоты повторения импульсов до 50 Гц приводило к многократным пробоям нелинейной линии в Геометрии 1. После разборки нелинейной линии на множестве колец были обнаружены следы пробоя, как по поверхности, так и по толще феррита. Характерный вид пробитых ферритовых колец представлен на Рис. 4.1.



Рис. 4.1. Фотография после пробоя ферритовых колец с внешним и внутренним диаметром 45 и 28 мм.

Сравнивая осциллограммы на выходе нелинейной линии НПЛ 5 из Таблицы 2.1 в случае пробоя и без его развития, Рис. 4.2, можно сделать вывод, что пробой развивается в течение нескольких наносекунд. Таким образом, при максимальной амплитуде напряжения условия электрической изоляции не были выполнены ни для первой, ни для второй геометрии нелинейной

линии, ни для нелинейной линии НПЛ 5.

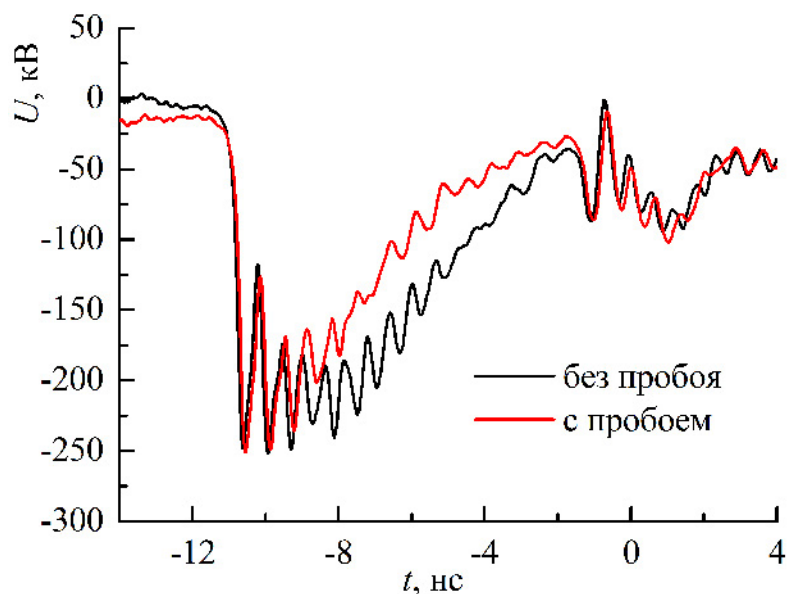


Рис. 4.2. Осциллограммы на выходе нелинейной линии НПЛ 5 из Таблицы 2.1 в случае пробоя и без его развития.

Чтобы повысить электрическую прочность нелинейной линии, в дальнейших экспериментах были созданы условия, чтобы масляная изоляция была под давлением. Для этого в маслорасширитель нелинейной линии напускался азот. Как было обнаружено, давление азота выше 10 атм исключало развитие пробоя во всех последующих геометриях нелинейных линий. Рассмотрим характерные условия по высоковольтной изоляции для нелинейной линии НПЛ 5 из Таблицы 2.1. Обозначим области нелинейной линии с маслом и ферритом как I–III, как показано на Рис. 4.3.

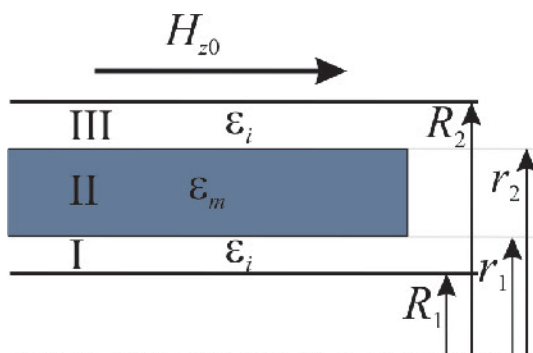


Рис. 4.3. Сечение коаксиальной линии с ферритом.

Распределение электрического поля, соответствующее решению уравне-

ния Лапласа для коаксиала нелинейной линии НПЛ 5, заряженной до напряжения 250 кВ, представлено на Рис. 4.4 и Рис. 4.5.

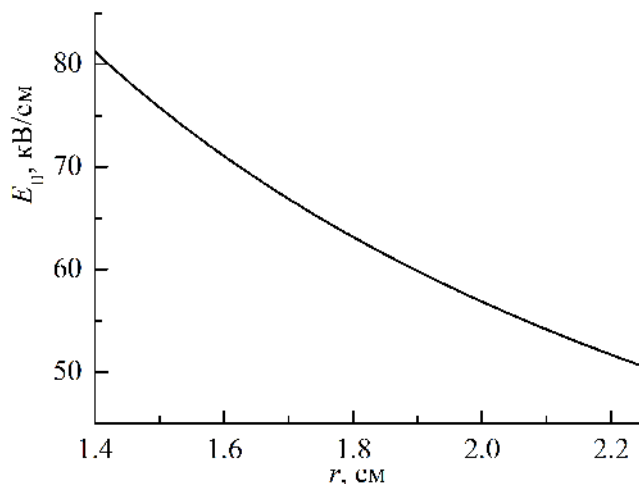


Рис. 4.4. Распределение электрического поля в феррите для нелинейной линии НПЛ 5 из Таблицы 2.1 при амплитуде падающего импульса 250 кВ.

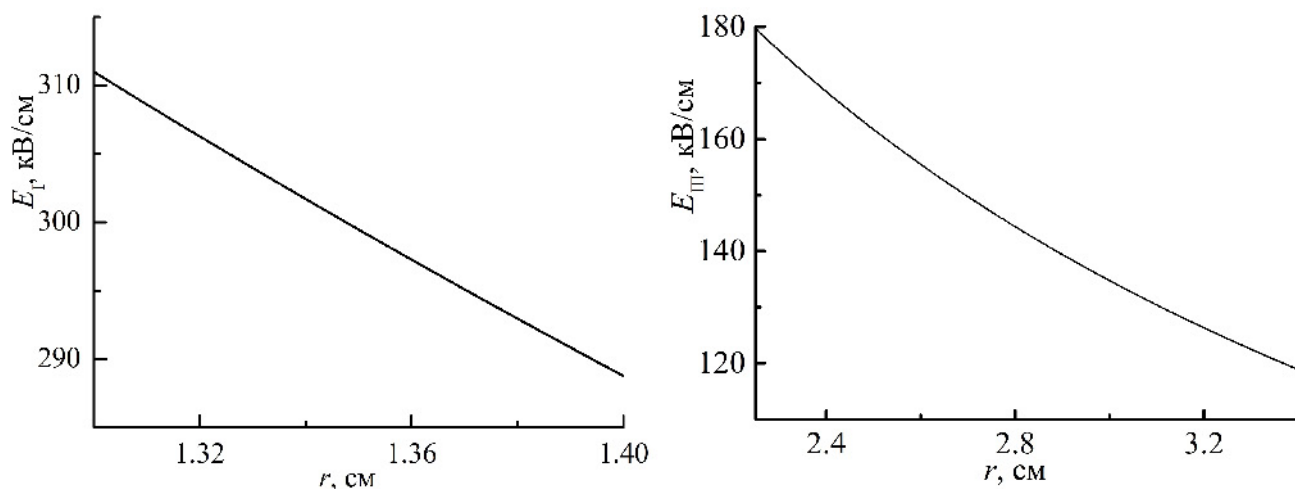


Рис. 4.5. Распределение электрического поля в масле для нелинейной линии НПЛ 5 из Таблицы 2.1 при амплитуде падающего импульса 250 кВ.

Как видно из приведенных графиков, электрическое поле в феррите существенно ослаблено относительно поля в масле, поскольку диэлектрическая проницаемость феррита  $\epsilon_m \approx 8$  существенно превосходит диэлектрическую проницаемость трансформаторного масла  $\epsilon_i \approx 2.2$ . Максимальные электрические поля достигаются в масляном зазоре между ферритом и центральным проводником, и без избыточного давления они превышают пробивное значе-



ние. Создание же избыточного давления свыше 10 атм полностью исключило развитие пробоя.

Испытание на ресурс нелинейной линии НПЛ 5 проводилось на частоте следования импульсов 10 Гц для двух амплитуд падающего импульса: 180 кВ и 220 кВ. На Рис. 4.6 и Рис. 4.7 приведены первый и последний импульсы на выходе нелинейной линии для серий из  $10^6$  и  $2 \cdot 10^6$  импульсов.

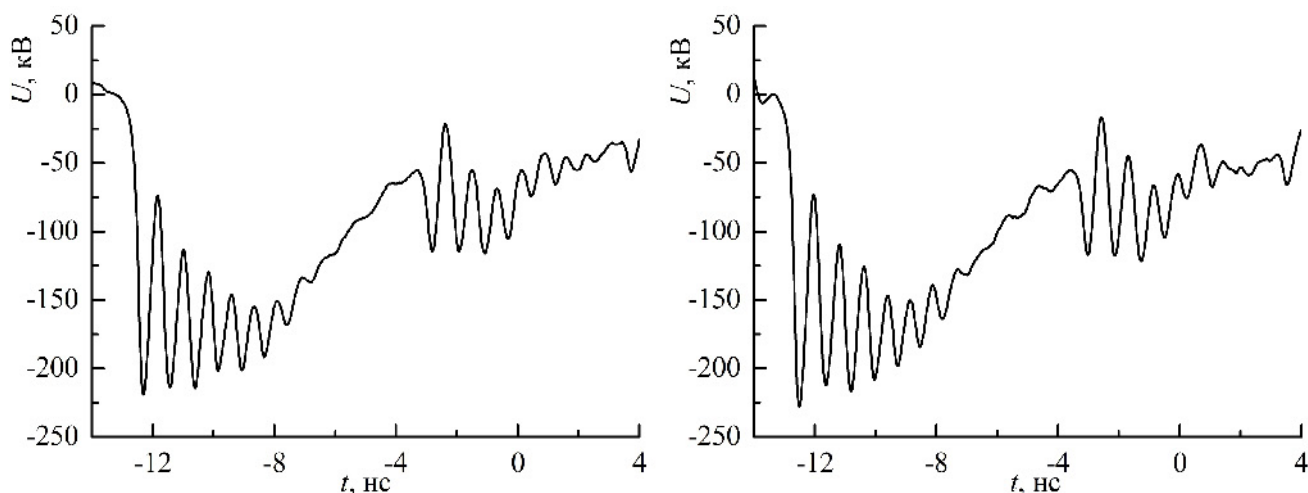


Рис. 4.6. Слева направо: осциллограмма первого и последнего импульса из серии  $10^6$  импульсов для нелинейной линии НПЛ 5 при амплитуде падающего импульса 180 кВ.

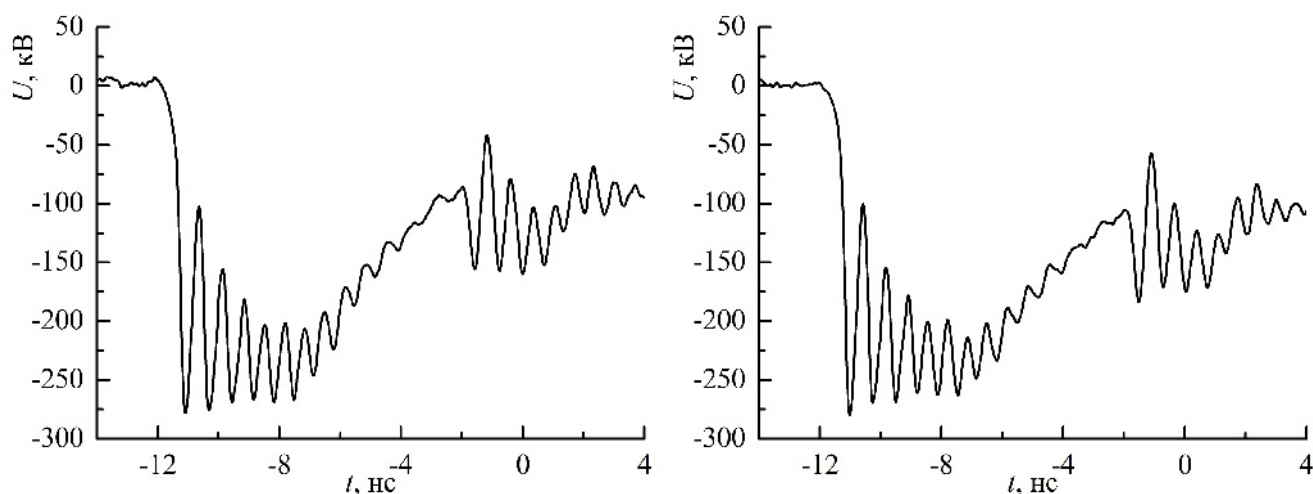


Рис. 4.7. Слева направо: осциллограмма первого и последнего импульса из серии  $2 \cdot 10^6$  импульсов для нелинейной линии НПЛ 5 при амплитуде падающего импульса 220 кВ.

Как видно из приведенных осциллограмм, форма импульса после серии из  $3 \cdot 10^6$  импульсов не изменилась. Таким образом, электрическое поле,

близкое к 300 кВ/см в трансформаторном (вакуумном) масле и поле ниже 100 кВ/см в феррите, обеспечивает работоспособность нелинейной линии с ресурсом не менее  $3 \cdot 10^6$  импульсов. После разборки нелинейной линии следов пробоя после проведенных испытаний обнаружено не было, Рис. 4.8.



Рис. 4.8. Фотография ферритов на центральном проводнике по испытания на ресурс.

Испытания нелинейных линий при частотах следования импульсов 100, 200 и 1000 Гц проводились в системах с фильтрацией ВЧ компоненты импульса и выводом излучения и описаны в следующих разделах.

## **4.2. Фильтрация ВЧ компоненты импульса для излучения антенной**

Как отмечено выше, доля энергии падающего импульса, преобразованная в ВЧ колебания, составляет 5-10%. Таким образом, 90-95% энергии содержится в низкочастотной области спектра импульса на выходе нелинейной линии, Рис. 3.1. При создании источника СВЧ импульсов на основе нелинейной линии эта доля низкочастотной энергии отражается от антенны. Поскольку время двойного пробега импульса по передающим линиям в разработанных источниках излучения составляет не меньше 50 нс, а затухание импульса без специально установленной резистивной нагрузки в основном

обеспечивается потерями в газовом разряднике, то к нелинейной линии вместо 5-10 нс высокое напряжение прикладывается в течение 200-300 нс в виде колебательного процесса. Это существенно ухудшает условия по электрической изоляции нелинейной линии, и при достаточно высоких амплитудах импульсов может приводить к пробоем ферритовых колец даже при избыточном давлении в масляной изоляции. Таким образом, необходимо отделить ВЧ компоненту для излучения антенной, а низкочастотную компоненту поглотить в демпфирующей низкочастотной нагрузке. Возможны различные варианты решения этой задачи. Рассмотрим схему на Рис. 4.9, которая была реализована нами в источниках СВЧ импульсов, представленных далее в данной диссертации [A27].

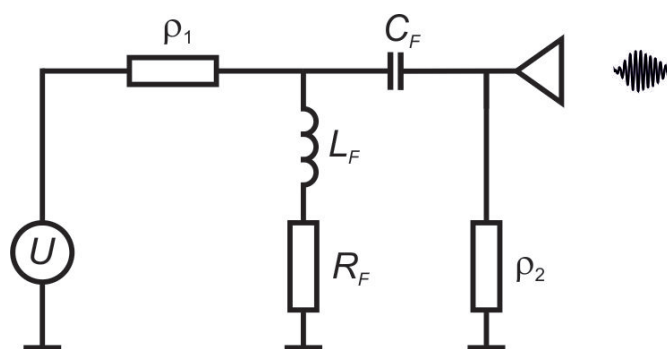


Рис. 4.9. Общая схема пассивных компонентов источника СВЧ импульсов.

Принцип работы схемы состоит в следующем. На выходе нелинейной линии в волновом сопротивлении  $\rho_1$  формируется цуг ВЧ колебаний, наложенных на видеоимпульс (Рис. 3.1). Низкочастотная компонента выходного импульса поглощается в согласованном сопротивлении полосового фильтра  $R_F$  через индуктивность  $L_F$ . Высокочастотная компонента проходит через фильтрующую емкость  $C_F$ , формируя высокочастотный импульс на входном волновом сопротивлении излучающей системы, которая помимо излучающей антенны может содержать трансформатор волнового сопротивления и преобразователь мод.

Рассмотрим конструкцию и параметры полосового фильтра, разработанного для нелинейной линии НПЛ 5, Рис. 4.10.

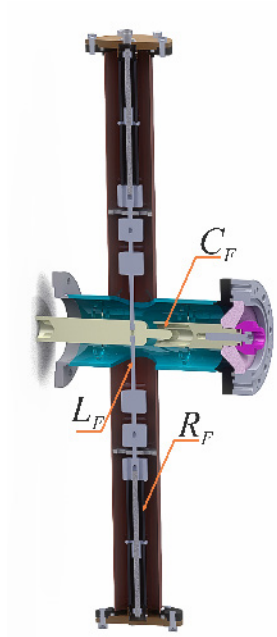


Рис. 4.10. Конструкция полосового фильтра для нелинейной линии НПЛ 5.

Поскольку частота генерации для нелинейной линии НПЛ 5 при максимальной амплитуде падающего импульса составляла около 1.5 ГГц, то на эту частоту и был разработан данный полосовой фильтр. S-параметры данного фильтра, рассчитанные в среде HFSS, приведены на Рис. 4.11.

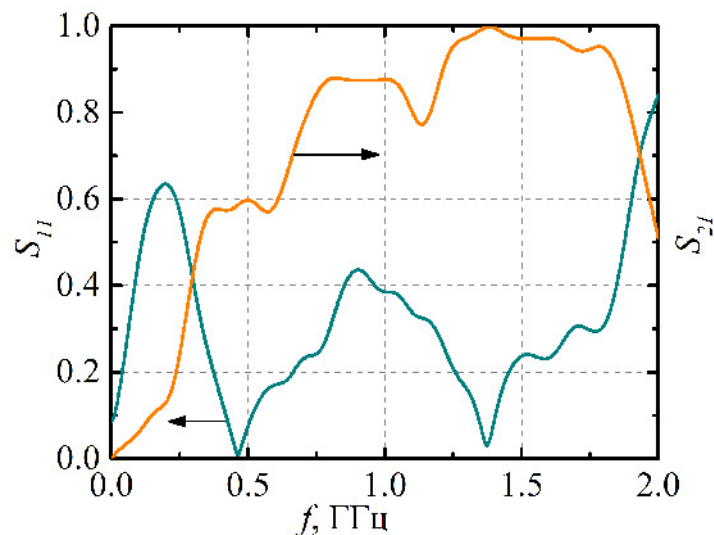


Рис. 4.11. Расчетные S-параметры полосового фильтра:  $S_{11}$  — амплитудный коэффициент отражения,  $S_{21}$  — амплитудный коэффициент прохождения.

В качестве демпферных сопротивлений в полосовых фильтрах были применены высоковольтные низкоиндуктивные резисторы марки HVR, Рис. 4.12.

Для полосового фильтра, изображенного на Рис. 4.10, были использованы 4 резистора с длиной резистивной трубки 65 мм и сопротивлением 50 Ом.



Рис. 4.12. Демпферные резисторы HVR с длиной резистивной трубки 65 мм и 130 мм.

В качестве изоляции полосового фильтра использовалось вакуумное масло. Для повышения электрической прочности фильтра его объем сообщался с объемом нелинейной линии, и находился под избыточным давлением. Осциллограммы высоковольтного импульса на входе и на выходе полосового фильтра приведены на Рис. 4.13.

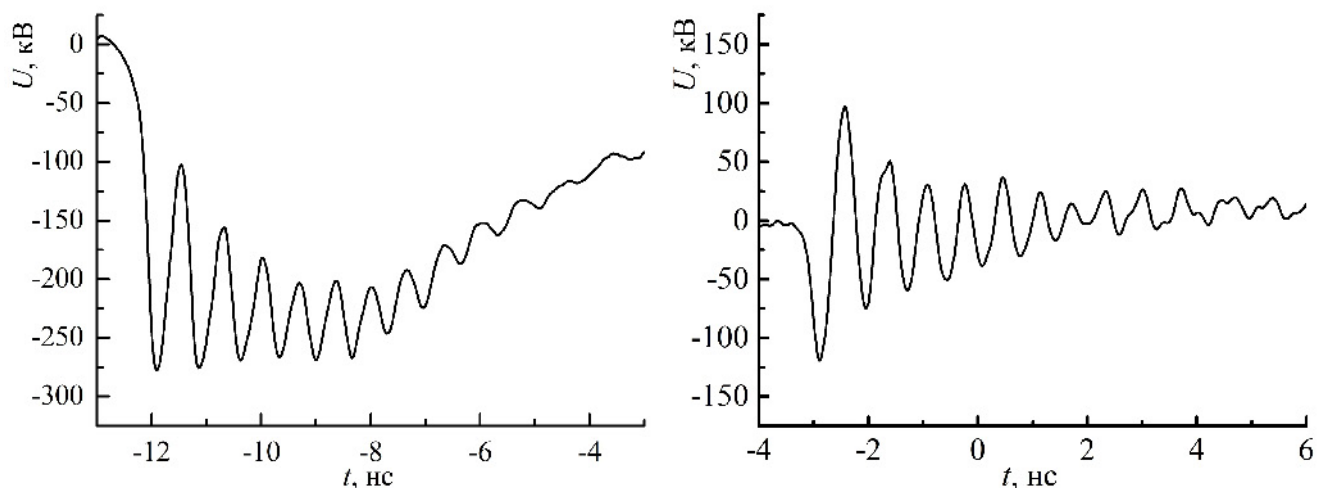


Рис. 4.13. Осциллограммы высоковольтного импульса на входе и на выходе полосового фильтра для нелинейной линии НПЛ 5.

Аналогично данному полосовому фильтру для нелинейной линии НПЛ 9 был разработан фильтр на центральную частоту 2 ГГц, геометрия и S-параметры которого приведены на Рис. 4.14. В качестве демпферного сопротивления был использован один резистор с длиной резистивной трубки 130 мм

и сопротивлением 50 Ом.

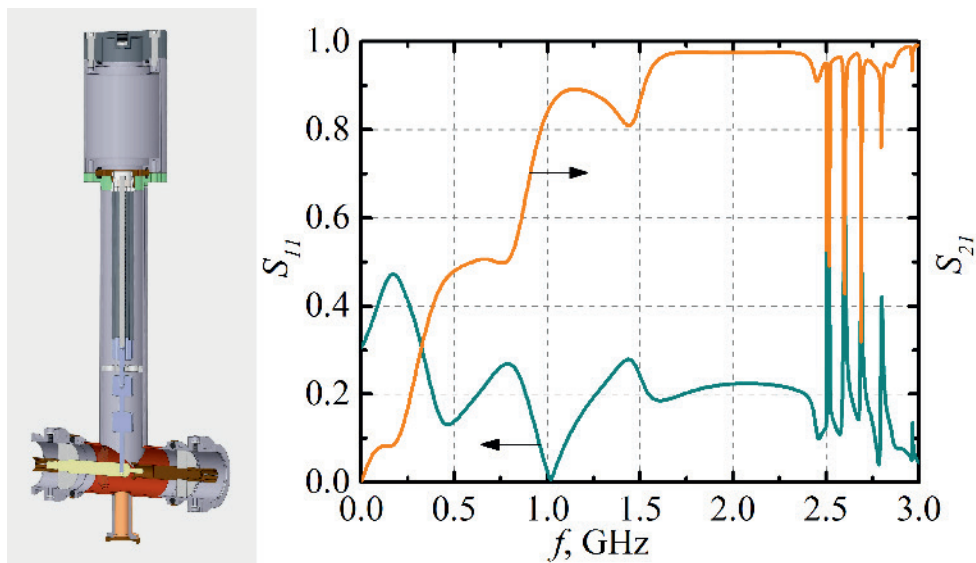


Рис. 4.14. Конструкция и расчетные S-параметры полосового фильтра для нелинейной линии НПЛ 9.

Осциллограммы высоковольтного импульса на входе и на выходе полосового фильтра приведены на Рис. 4.15.

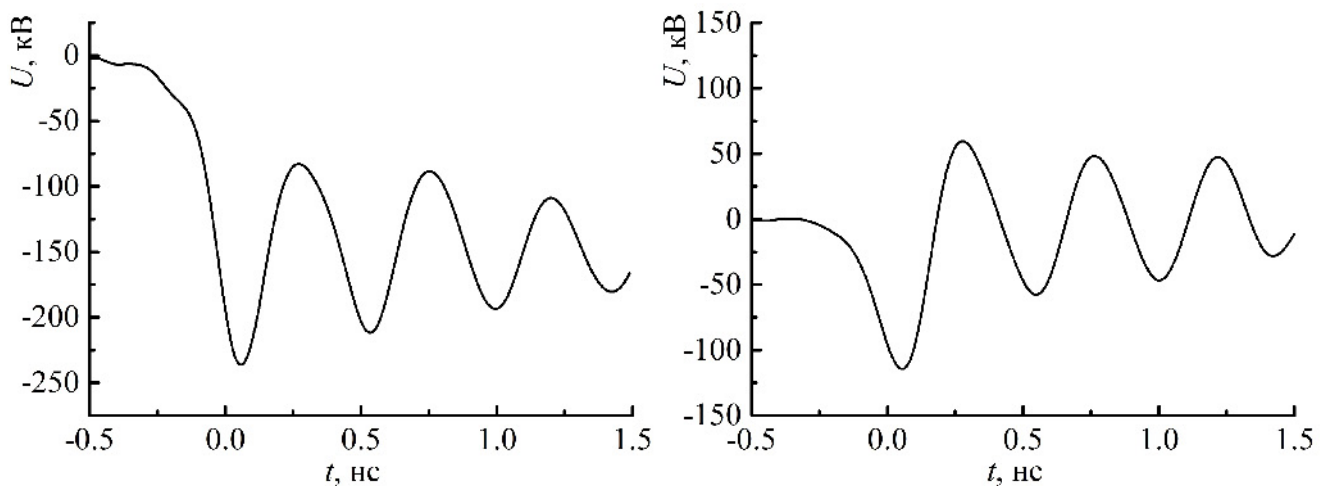


Рис. 4.15. Осциллограммы высоковольтного импульса на входе и на выходе полосового фильтра для нелинейной линии НПЛ 9.

Как следует из приведенных осциллограмм, у обоих фильтров размах первого колебания на выходе превышает размах первого колебания на его входе. Это, по-видимому, связано с тем, что к первому колебанию на выходе фильтра добавляется ВЧ энергия от ударного фронта. В целом же формы

затухающих осцилляций на входе и на выходе фильтра достаточно близки. Прежде чем рассматривать различные варианты излучения сформированного на выходе полосового фильтра ВЧ импульса, рассмотрим эксперимент, в котором ВЧ импульсы формировались в прямоугольном волноводе без вывода излучения.

### **4.3. Генератор мощных наносекундных ВЧ импульсов без вывода излучения для изучения эффектов воздействия на биологические объекты**

Генератор ВЧ импульсов без вывода излучения был реализован на основе нелинейной линии в Геометрии 1 [A19]. Для обеспечения работы генератора на рабочей частоте около 1 ГГц был разработан и изготовлен полосовой фильтр, конструкция которого вместе с подключением к нелинейной линии, а также расчетные S-параметры представлены на Рис. 4.16. Для преобразования радиоимпульса, бегущего по коаксиальной линии в виде ТЕМ-волны, в волну  $TE_{10}$  прямоугольного волновода был разработан коаксиально-волноводный преобразователь. Оптимизация геометрии преобразователя осуществлялась на основе моделирования в среде ANSYS HFSS. Коаксиально-волноводный преобразователь имеет масляное заполнение. Для вывода радиоимпульса из волновода с маслом в волновод с воздухом, куда можно помещать биологические объекты, был разработан плавный конический переход с конической согласующей призмой из полиэтилена. Длины широкой и узкой стенок прямоугольного волновода с воздухом составили 26 и 13 см соответственно. Далее через согласующие конические переходы с полиэтиленовыми коническими призмами радиоимпульс поступал в волновод с этиловым спиртом, где поглощался на небольшой длине в несколько сантиметров.

Конструкция сборки, подключаемой к выходу полосового фильтра, пред-

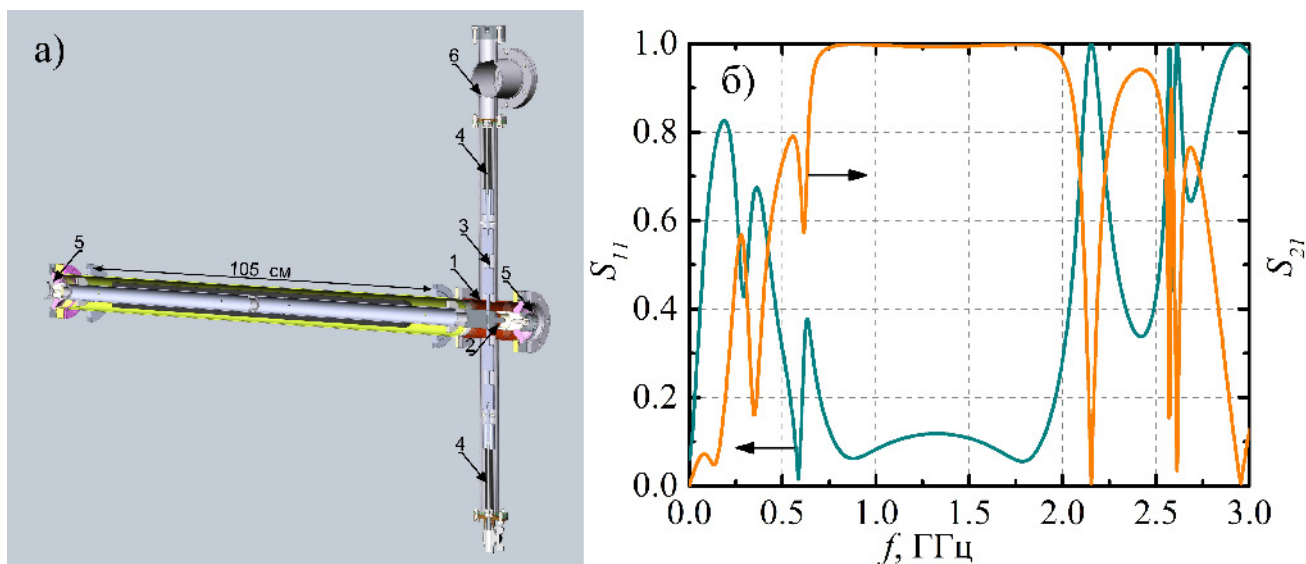


Рис. 4.16. а) Конструкция полосового фильтра с нелинейной линией под давлением: 1 – сборочный эскиз полосового фильтра, 2 – фильтр верхних частот (разрыв центрального проводника), 3 – ВЧ пробка, 4 – демпфирующие резисторы, 5 – диафрагмы, отделяющие объем масла под давлением от других компонент, 6 – маслорасширитель с избыточным давлением азота; б) расчетные S-параметры полосового фильтра.

ставлена на Рис. 4.17 а). В соответствии с расчетом, уровень отражений от коаксиального входа сборки в диапазоне частот от 0.8 до 1.2 ГГц не превышает нескольких единиц процентов по мощности, Рис. 4.17 б). Экспериментальное измерение коэффициента стоячей волны изготовленной сборки проводилось при помощи анализатора цепей Agilent Network Analyzer PNA N5227A при подключении к коаксиальному входу сборки через согласующий конический переход. Измерение показало отражение на уровне 3.5% по мощности в указанном диапазоне частот. Таким образом, согласно расчетам и измерениям, радиоимпульс с центральной частотой колебаний около 1 ГГц и шириной полосы 0.4 ГГц по уровню -20 дБ (что соответствует радиоимпульсу, формируемому нелинейной линией) пройдет в волновод с воздухом почти без отражений, а затем поглотится в спиртовой нагрузке. Частота отсечки прямоугольного волновода с воздушным заполнением с широкой стенкой 26 см составляет 0.58 ГГц. Для измерения сигналов, прошедших в воздушный волновод, в центре широкой стенки был помещен широкополосный электри-



ческий зонд, который был калиброван на основе панорамных измерений.

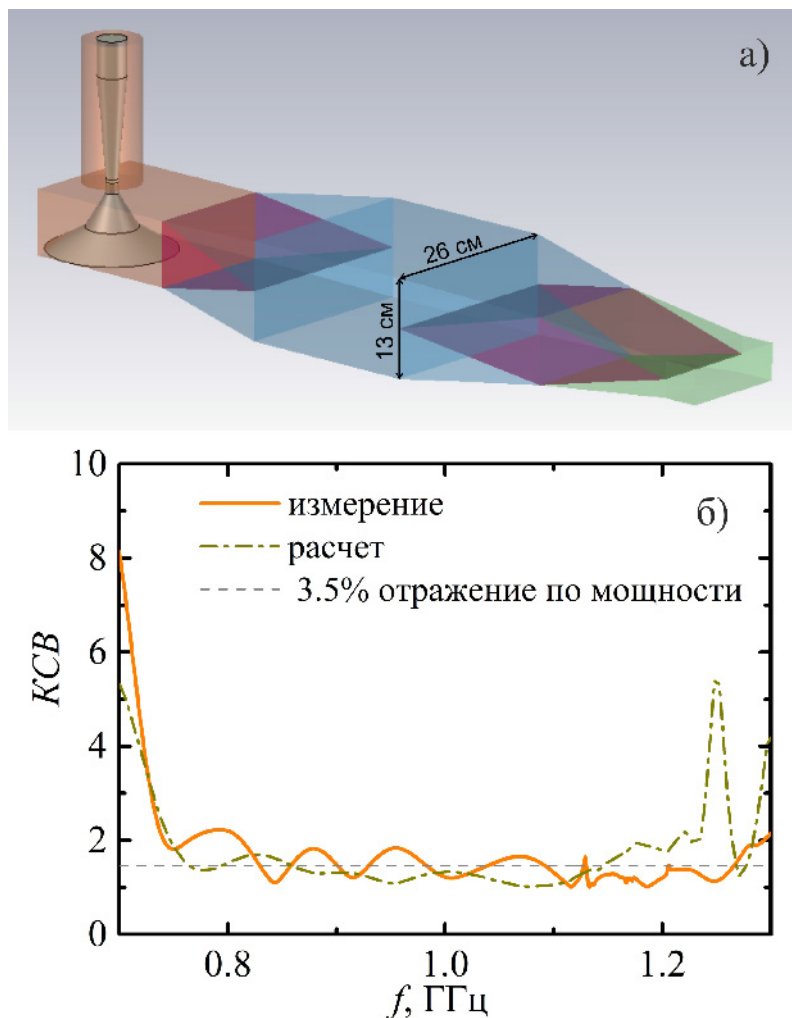


Рис. 4.17. а) 3D-модель для моделирования в среде HFSS; б) измеренный и расчетный коэффициенты стоячей волны сборки, соответствующей 3D-модели.

На основе проведенных исследований, расчетов и испытаний был собран экспериментальный макет источника радиоимпульсов для биологических исследований, Рис. 4.18. Размещение биологического объекта в волноводе осуществлялось на 2 мм пластине из оргстекла. Уровень отражений от этой пластины был пренебрежимо малым. Измерительный зонд (D3) располагался в центре широкой стенки волновода, что соответствует максимуму распределения электрического поля  $TE_{10}$  моды. Для регулировки амплитуды радиоимпульса, прошедшего в волновод, использовались как изменение подмагничивания, так и изменение амплитуды падающего высоковольтного импульса путем регулировки давления в разряднике высоковольтного генера-

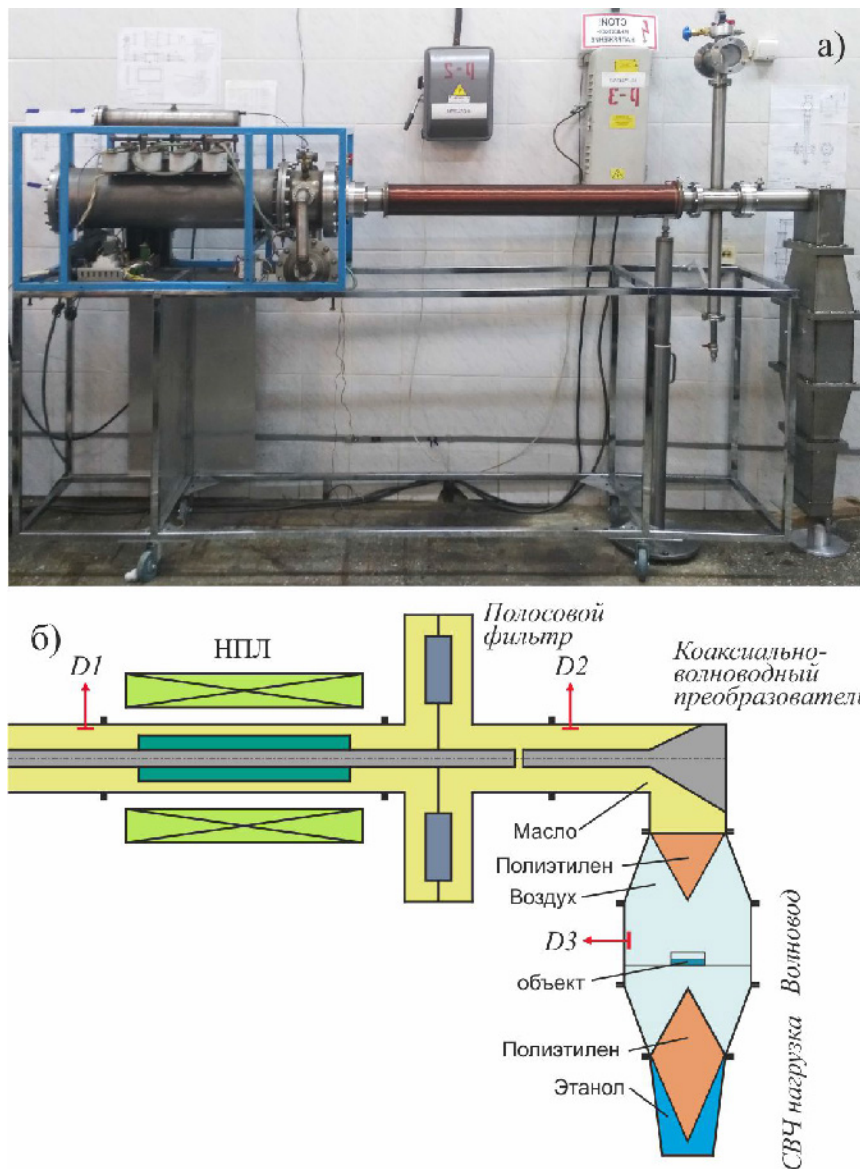


Рис. 4.18. а) Внешний вид и б) схематическое изображения источника радиоимпульсов.

тора. Поскольку изменение амплитуды высоковольтного импульса наиболее существенно влияет на амплитуду радиоимпульса, были проведены измерения радиоимпульсов при оптимальном поле подмагничивания в диапазоне от 40 до 50 кА/м для разных амплитуд падающего импульса. Характерные осциллограммы радиоимпульсов представлены на Рис. 4.19. Радиоимпульсы, измеренные в волноводе, можно разделить на две группы, соответствующие Рис. 4.19 а) и б), на которых представлены осциллограммы с максимальной и минимальной амплитудой в группе. Первая группа радиоимпульсов с частотой, близкой к 1 ГГц, соответствует полосе пропускания системы. Частота

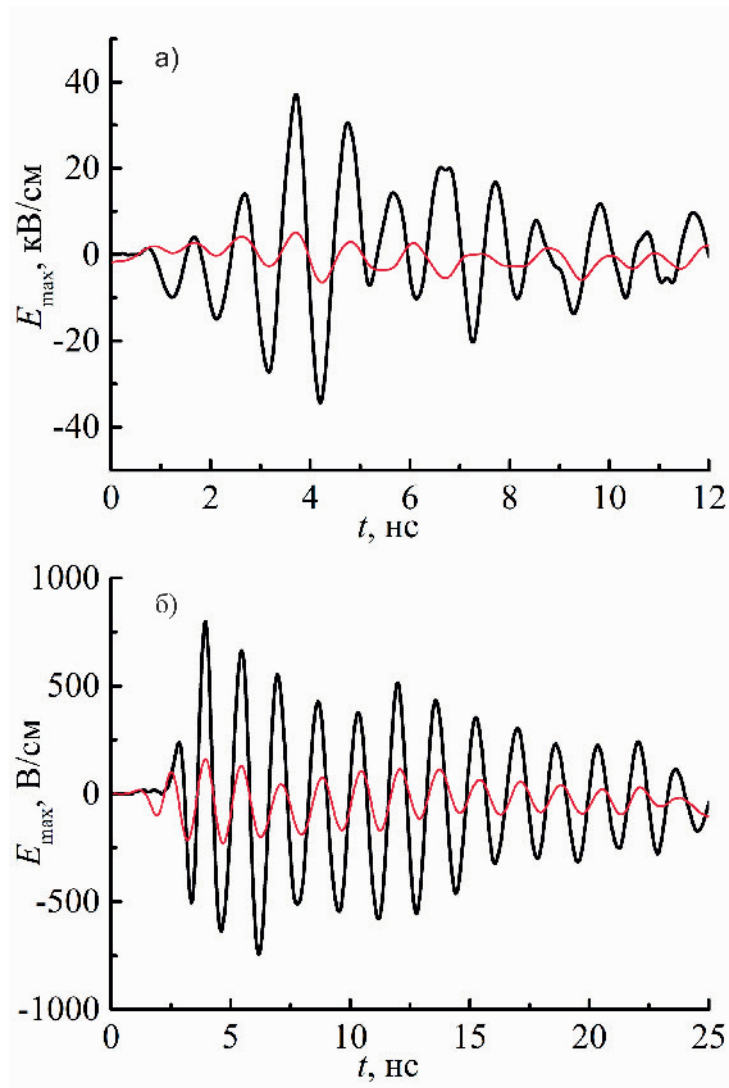


Рис. 4.19. Радиоимпульсы, измеренные в максимуме  $TE_{10}$  моды в центре волновода с частотой, а) близкой к 1 ГГц и б) близкой к 0.6 ГГц.

колебаний плавно уменьшается с амплитудой колебаний и амплитудой высоковольтного импульса, Рис. 4.20, что обычно наблюдается в экспериментах с нелинейными линиями с насыщенным ферритом. Длительность радиоимпульса в первой группе составляет несколько наносекунд, что соответствует длительности радиоимпульса на выходе полосового фильтра. Радиоимпульсы во второй группе имеют примерно одинаковую частоту около 0.6 ГГц, Рис. 4.20, что несколько превышает частоту отсечки волновода 0.58 ГГц. Длительность импульсов в этой группе составляет около 20 наносекунд, что, вероятнее всего, вызвано расплыванием радиоимпульса, связанным с сильной дисперсией групповой скорости вблизи критической частоты.

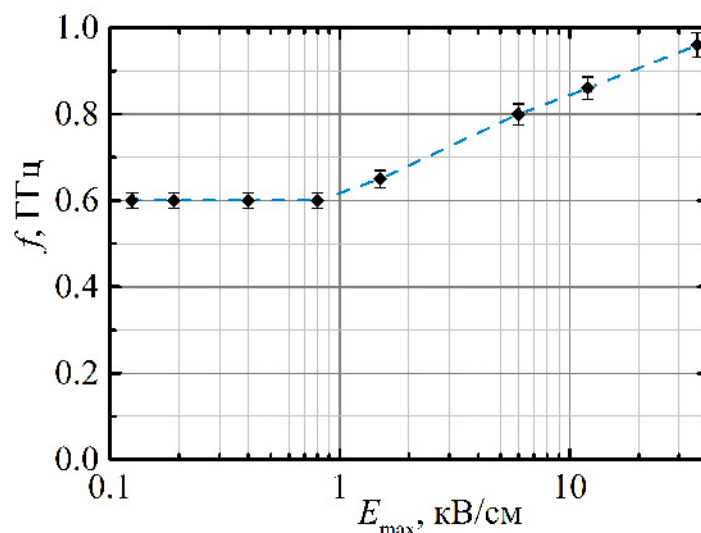


Рис. 4.20. Частота радиоимпульсов в зависимости от их амплитуды при оптимальном подмагничивании в диапазоне от 40 до 50 кА/м.

Как показали опыты, наибольшую чувствительность к воздействию мощными наносекундными ВЧ импульсами проявляют митохондрии [A22, A29, A32], субклеточные органеллы, представляющие собой «энергетическую станцию» клетки. Исследования проводились на митохондриях из печени беспородных белых мышей, изолированных методом центрифугирования. В результате воздействия серией из 1000 ВЧ импульсов с невысокой частотой повторения (10-20 Гц) наблюдалось снижение скорости потребления кислорода митохондриями и разобщение их окислительного фосфорилирования [A29], снижение омического сопротивления суспензии митохондрий переменному току на частоте 50 кГц (соответствующему увеличению проницаемости мембран митохондрий) [A22], набухание матрикса митохондрий в среде с добавлением кальция [A22], что свидетельствует об открытии кальций-зависимых пор неспецифической проводимости.

#### 4.4. Генераторы мощных наносекундных радиоимпульсов с различными вариантами вывода излучения

В ИСЭ СО РАН нами были реализованы генераторы мощных наносекундных радиоимпульсов на основе нелинейных линий с насыщенным ферритом с использованием излучающих антенн трех видов: рупорной, комбинированной и спиральной. Рассмотрим поочередно каждый макет генератора.

##### Генератор радиоимпульсов с рупорной антенной

Внешний вид и основные элементы сборки генератора представлены на Рис. 4.21 [A8]. Генератор состоит из 5 основных частей, как показано на

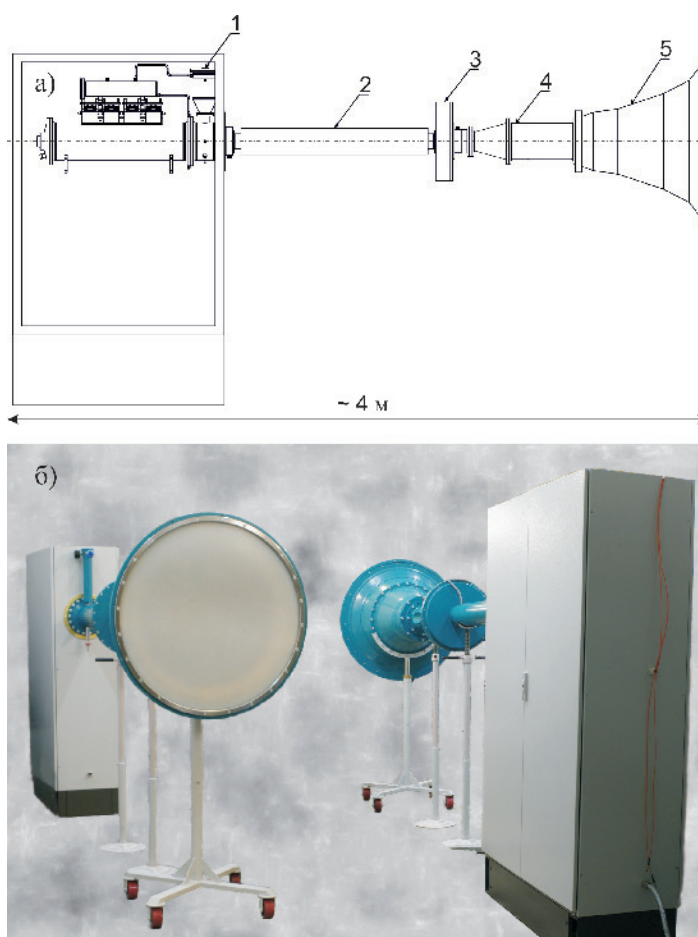


Рис. 4.21. а) Основные элементы сборки генератора; б) внешний вид генератора.

Рис. 4.21а): 1 — генератор высоковольтных импульсов; 2 — нелинейная линия с насыщенным ферритом; 3 — полосовой фильтр; 4 — преобразователь мод; 5 — излучающая антенна. Длина конструкции составляет около 4 м.

Генератор высоковольтных импульсов СИНУС-200 [88] представляет собой формирующую линию со встроенным трансформатором Тесла, разряжающуюся на нагрузку после самопробоя разрядника высокого давления. Генератор СИНУС-200 производит импульсы с длительностью 9 нс, фронтом 2.5 нс и амплитудой до 290 кВ на 30 Ом нагрузке (Рис. 2.2). В импульсно-периодическом режиме генератор способен производить пачки по 1000 импульсов с частотой повторений до 200 Гц.

Устройство нелинейной линии подробно описано по второй главе диссертации под названием Геометрия 1. Длина ферритового заполнения устройства составляла около 1 м. Остальные составляющие источника радиоимпульсов служат для выделения ВЧ составляющей и ее излучения, и соответствуют уже описанной схеме, приведенной на Рис. 4.9. Излучающая антенна представляла собой рупор, формирующий распределение излучения по Гауссу. Отклонение расчетного распределения антенны от гауссова пучка за счет потерь на кросс-поляризацию в диапазоне частот  $1.05 \div 1.25$  ГГц не превышало 5%. Излучение являлось линейно поляризованным в горизонтальной плоскости. Все составляющие системы, кроме антенны, были заполнены трансформаторным маслом для предотвращения электрического пробоя. Масло в нелинейной линии находилось под давлением азота  $\sim 10$  атм для предотвращения электрического пробоя ферритов. ВЧ поглощение в масле, а также полоса пропускания пассивных компонент, соответствовали эффективности преобразования по мощности около 50%, что было обусловлено главным образом уширением излученного импульса и потерями в полосовом фильтре. Измерение излученных радиоимпульсов проводилось на расстоянии 3 м от выходной плоскости антенны. Измерения проводились при помощи короткого симметричного вибратора (см. Приложение А). Вибратор был размещен на диэлектрической подставке во избежание искажений измеряемого сигнала. Расстояние от вибратора до пола и стенок помещения, в котором проводились измерения, было достаточным, чтобы исключить наложение отраженного сиг-

нала на основной импульс. Управление запуском системы осуществлялось по оптоволокну для исключения проникновения наводок на управляющую плату и сбоя работы системы в импульсно-периодическом режиме. Расчет эффективного потенциала излучения  $E_p R$  проводился с учетом ослабления в ВЧ тракте, составляющего около 50 дБ, и эффективного сечения приемной антенны, находящегося в диапазоне  $0.8 \div 1.2 \text{ см}^2$ . Характерная осциллограмма излучения для оптимальных параметров системы показана на Рис. 4.22. Как

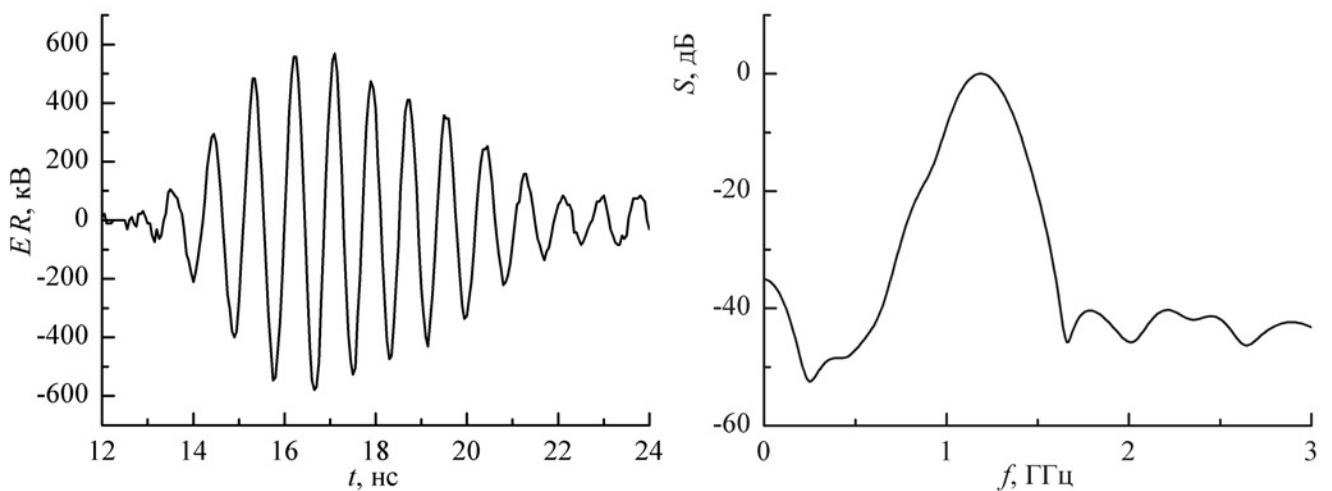


Рис. 4.22. Осциллограмма импульса излучения и спектральное разложение сигнала при входном напряжении 250 кВ.

видно из осциллограммы, эффективный потенциал достигает  $\sim 600$  кВ. При этом энергия в радиоимпульсе составит  $\sim 0.6$  Дж. При запасенной в формирующей линии генератора СИНУС-200 энергии 20 Дж, энергетическая эффективность преобразования в излучение составит  $\sim 3\%$ . Ширина спектра сигнала по уровню -10 дБ составляет  $\sim 0.4$  ГГц. Поскольку центральная частота сигнала равна  $\sim 1.2$  ГГц, излучение данной системы является сверхширокополосным.

Измерение распределения плотности мощности излучения в горизонтальной (x) и вертикальной (y) плоскостях представлено на Рис. 4.23. Как видно из наложения аппроксимаций на экспериментальные данные, генератор радиоимпульсов формировал гауссов пучок с радиусом 1.1 м на расстоянии

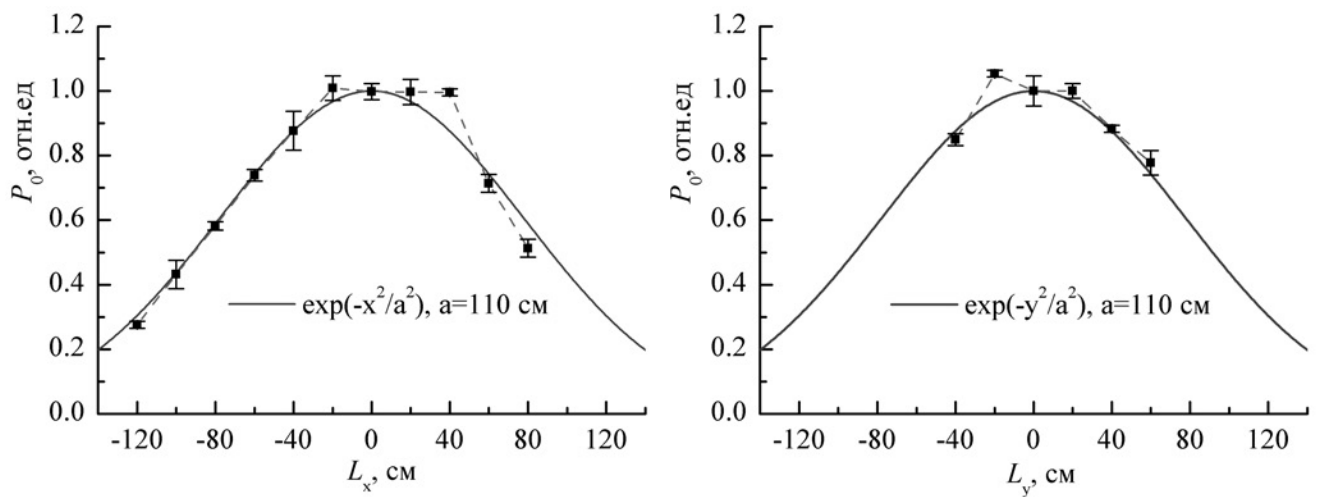


Рис. 4.23. Пространственное распределение мощности радиоимпульса на расстоянии 3 м от плоскости антенны.

3 м от выходной плоскости излучающей антенны. Отклонения от гауссовой кривой были связаны с неидеальными условиями помещения, в котором проводились измерения. Ширина диаграммы направленности излучения генератора по уровню -3дБ в соответствии с приведенным распределением мощности на Рис. 4.23 составляла около  $35^\circ$ . Интегрирование плотности мощности излучения по площади дает пиковое значение мощности генератора  $\approx 260$  МВт. Излучение генератора радиоимпульсов характеризовалось высокой стабильностью. Наложение 1000 импульсов на частоте повторений 200 Гц показано на Рис. 4.24.

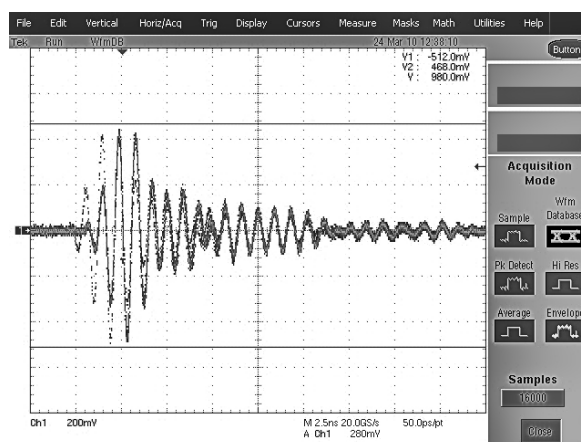


Рис. 4.24. Наложение осциллограмм 1000 излученных импульсов на частоте повторений 200 Гц.



## Генератор радиоимпульсов с комбинированной антенной

Модификация описанного выше генератора мощных радиоимпульсов состояла в использовании объемной комбинированной антенны [A9], разработанной в лаборатории высокочастотной электроники (ЛВЧЭ) ИСЭ СО РАН. Данный тип антенны основан на комбинации электрического и магнитного излучателей и хорошо зарекомендовал себя в качестве компактной антенны для формирования мощного СШП излучения с линейной поляризацией. Поскольку излучаемый сигнал подается на такую антенну по коаксиальному фидеру с волновым сопротивлением 50 Ом, в сборке макета генератора СВЧ импульсов комбинированная антенна подключалась к коаксиальному выходу полосового фильтра, Рис. 4.25.

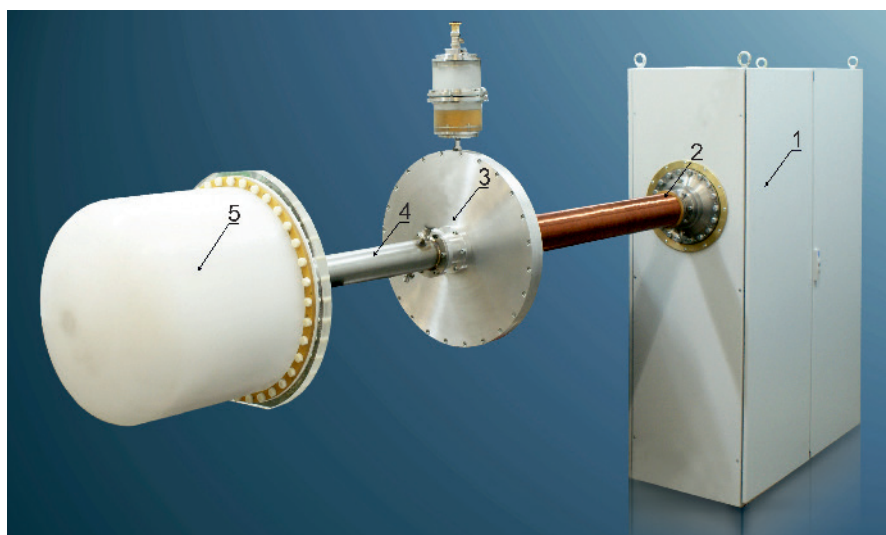


Рис. 4.25. Источник мощных СВЧ импульсов с комбинированной антенной: 1 — генератор СИНУС-200, 2 — нелинейная передающая линия, 3 — полосовой фильтр, 4 — фидер, 5 — передающая антенна.

Антенна была оптимизирована при помощи программы 4NEC2 [A9], позволяющей выполнять исследования проволочных моделей антенн в частотной области (Ю.А. Андреев, ЛВЧЭ ИСЭ СО РАН). Проволочная модель комбинированной антенны и ее коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) приведены на Рис. 4.26.

Для увеличения электрической прочности антенна находилась в радио-

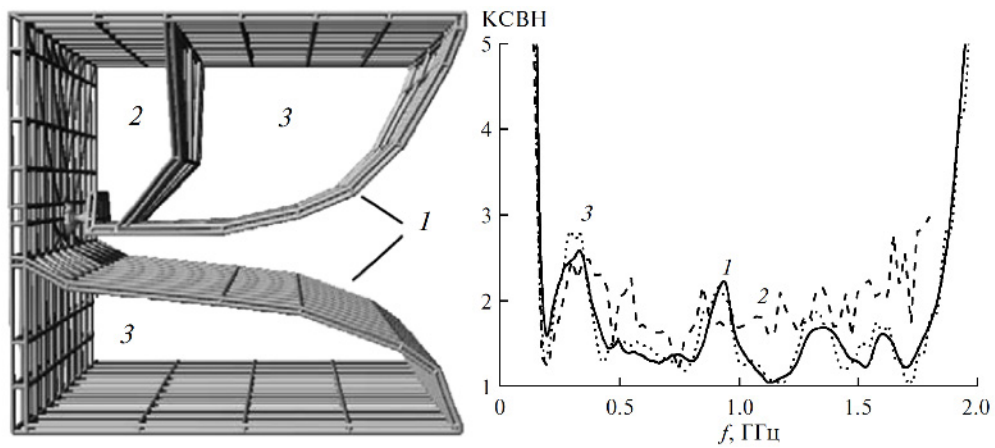


Рис. 4.26. Слева: проволочная модель комбинированной антенны: 1 — ТЕМ-рупор, 2 — активный магнитный диполь, 3 — пассивные магнитные диполи. Справа: зависимость КСВН комбинированной антенны от частоты: 1 — эксперимент, 2 — расчет, 3 — эксперимент (антенна в диэлектрическом контейнере).

прозрачном контейнере из полиэтилена низкого давления в атмосфере газа  $\text{SF}_6$  при избыточном давлении 0.4 атм. Характерный вид диаграммы направленности комбинированной антенны на частоте 1.1 ГГц в  $H$ - и  $E$ - плоскости на основании «холодных» измерений в безэховой камере при помощи анализатора цепей Agilent 8719ET, а также расчета, приведен на Рис. 4.27. Согласно проведенным измерениям, ширина диаграммы направленности ком-

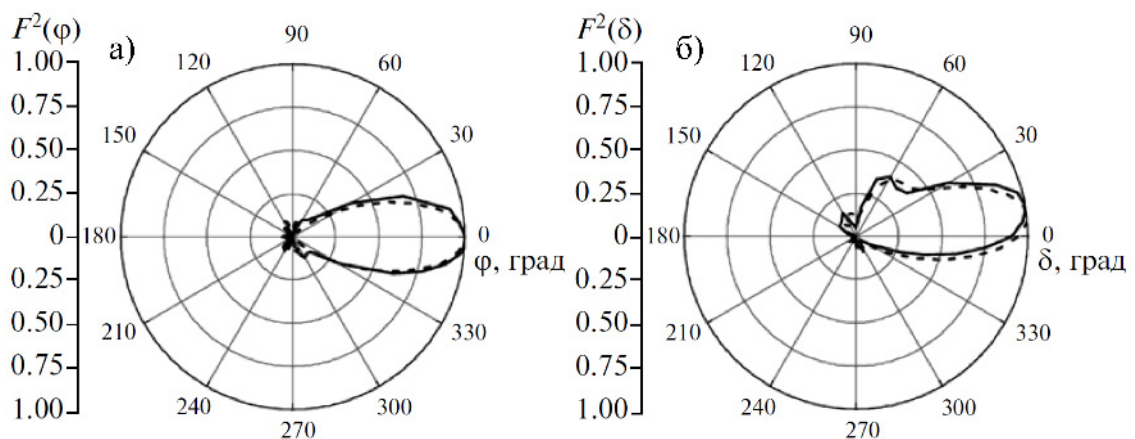


Рис. 4.27. Диаграммы направленности комбинированной антенны по мощности: расчетные (штриховые линии), экспериментальные (сплошные линии) в  $H$ - (а) и  $E$ - (б) плоскостях для частоты 1.1 ГГц.

бинированной антенны по уровню -3 дБ (по половине мощности) составляет  $\sim 50^\circ$  в широком диапазоне частот.

Регистрация мощных излученных импульсов проводилась в помещении, в котором отражения импульса от стенок не накладывались на основной сигнал в месте расположения приемной антенны. Приемная ТЕМ-антенна находилась в дальней зоне излучения. Для регистрации излученных импульсов использовался осциллограф Tektronix TDS6604 с частотной полосой 6 ГГц. Перестройка спектра радиоимпульсов осуществлялась как за счет изменения входного напряжения путем изменения давления в разряднике генератора СИНУС-200, так и за счет поля подмагничивания  $H_z$ . Осциллограмма радиоимпульса и его амплитудный спектр для наименьшего входного напряжения при оптимальном подмагничивании показаны на Рис. 4.28. Длительность радиоимпульса составляет около 6 нс по основанию, а ширина его спектра  $S(f)$  по уровню  $-3$  дБ составляет 0.23 ГГц при центральной частоте  $f_c = 0.6$  ГГц. Относительная ширина спектра по уровню  $-10$  дБ при этом равна 0.4, что соответствует критерию сверхширокополосного излучения.

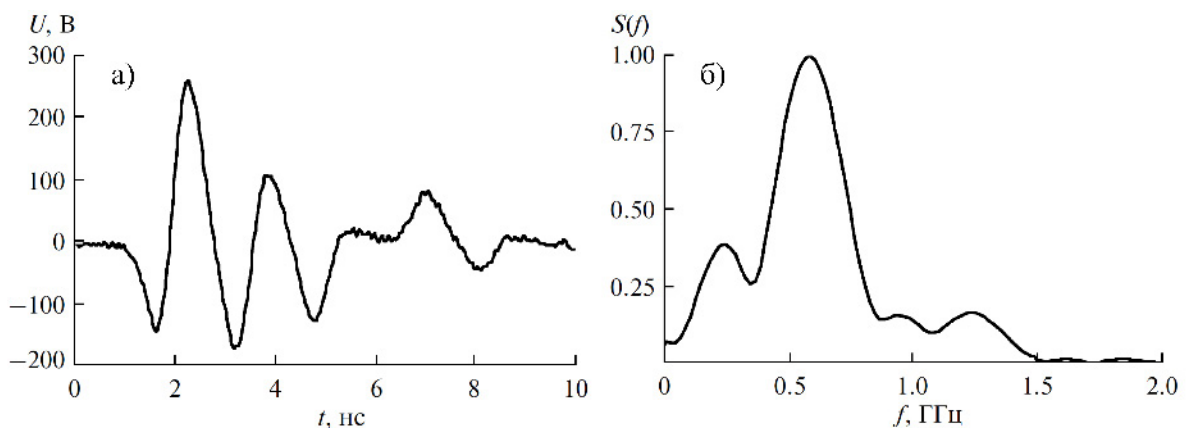


Рис. 4.28. Сигнал на выходе приемной антенны а) и его амплитудный спектр б) при амплитуде входного напряжения 135 кВ и поле подмагничивания 40 кА/м.

На Рис. 4.29 представлена зависимость эффективного потенциала излучения  $E_p R$  от поля подмагничивания. На Рис. 4.31 б) показана перестройка центральной частоты радиоимпульса от поля подмагничивания при минимальном напряжении на входе в нелинейную линию. Полоса перестройки по уровню  $-3$  дБ составляет 19% в диапазоне от 0.47 до 0.69 ГГц.

При повышении амплитуды падающего импульса до максимального зна-

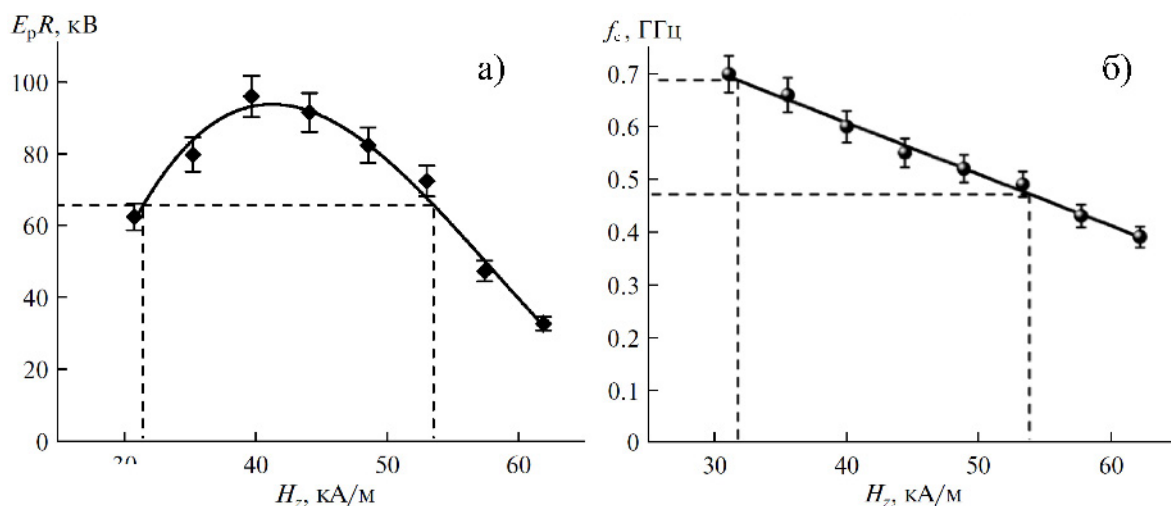


Рис. 4.29. Зависимость эффективного потенциала излучения а) и перестройка центральной частоты по уровню  $-3$  дБ б) от поля подмагничивания при амплитуде напряжении 135 кВ на входе нелинейной линии.

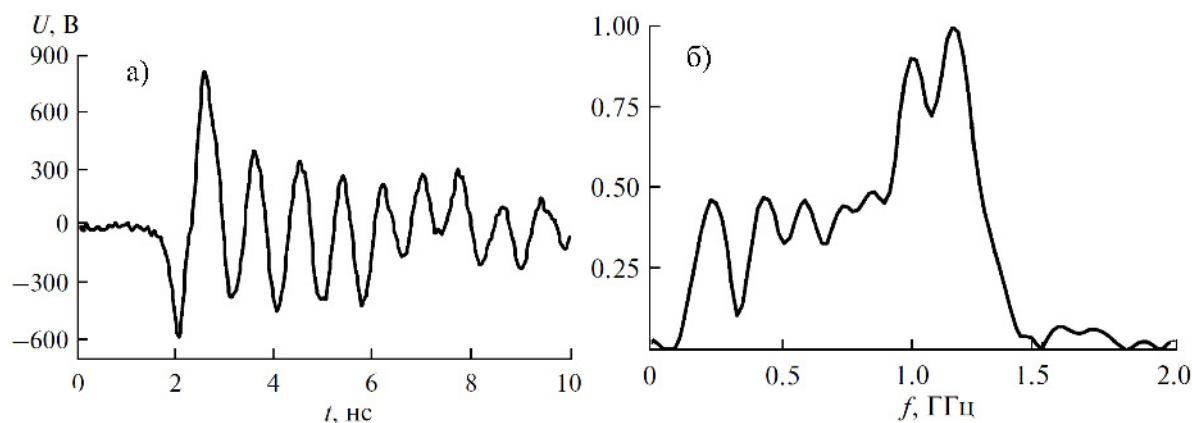


Рис. 4.30. Сигнал на выходе приемной антенны (а) и его амплитудный спектр (б) при амплитуде входного напряжения 300 кВ и поле подмагничивания 53 кА/м.

чения 300 кВ длительность радиоимпульса возрастает до 8 нс по основанию. При этом центральная частота увеличивается до 1.15 ГГц, а ширина спектра по уровню  $-3$  дБ увеличивается до 0.27 ГГц, Рис. 4.30. Максимальное значение эффективного потенциала излучения при оптимальном подмагничивании и максимальном напряжении достигает 310 кВ, Рис. 4.31 а). Перестройка центральной частоты по уровню  $-3$  дБ при максимальном напряжении составляет 15% в диапазоне от 1.06 до 1.25 ГГц, Рис. 4.31 б).

При этом в случае низкой амплитуды падающего импульса энергия излученного импульса, оцененная по спектру импульса напряжения на антен-

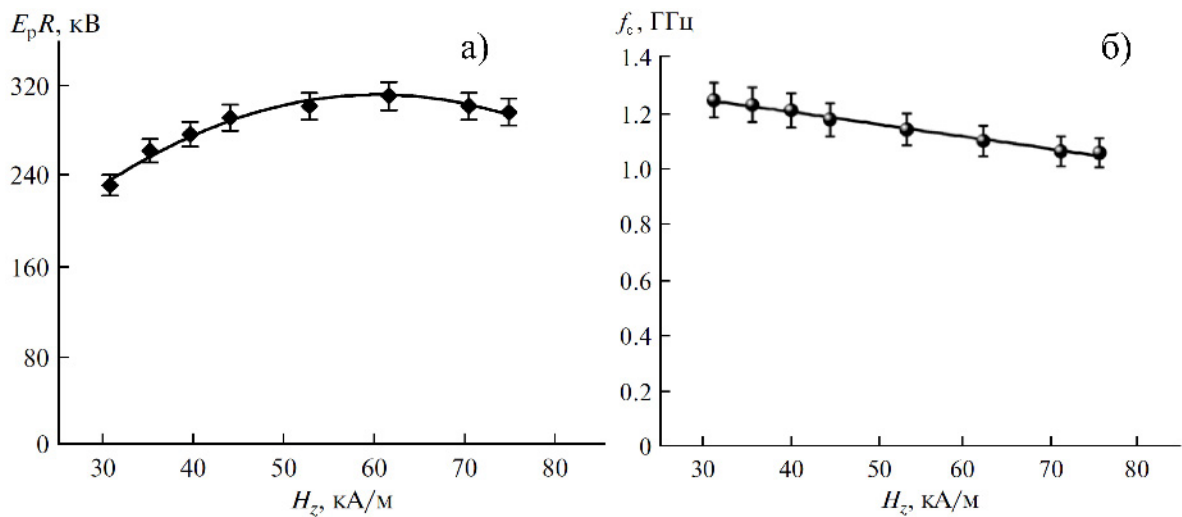


Рис. 4.31. Зависимость эффективного потенциала излучения а) и перестройка центральной частоты по уровню  $-3$  дБ б) от поля подмагничивания при амплитуде напряжении 300 кВ на входе нелинейной линии.

ном входе и КСВН антенны, равна 0.15 Дж, а энергетическая эффективность источника около 2.6%. В случае же с высокой амплитудой падающего импульса энергия излученного импульса, оцененная по спектру импульса напряжения и КСВН антенны, равна 1.15 Дж, а энергетическая эффективность источника достигла 4.5%. Полный диапазон перестройки центральной частоты излучения приведен на Рис. 4.32.

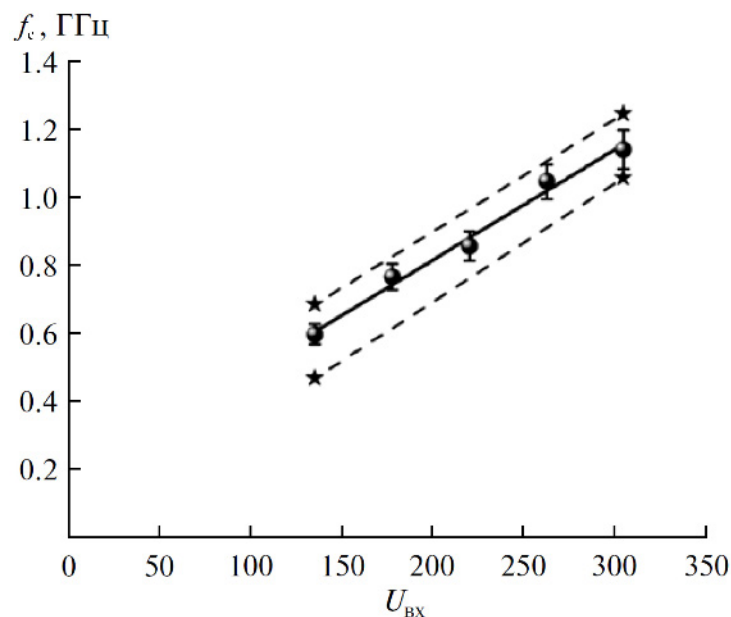


Рис. 4.32. Зависимость центральной частоты излучения от входного напряжения нелинейной линии.

Оценка пиковой мощности излучения при максимальном напряжении составляет 1 ГВт. Источник испытан в режиме излучения одиночных импульсов и на частоте повторения 50 Гц.

### **Генератор радиоимпульсов со спиральной антенной**

Источник радиоимпульсов со спиральной антенной, в отличие от двух предыдущих, был основан на высоковольтном генераторе СИНУС-160, который обеспечивал формирование более короткого импульса длительностью около 5 нс и амплитудой около 250 кВ [A14]. Внешний вид источника представлен на Рис. 4.33.



Рис. 4.33. Источник мощных радиоимпульсов со спиральной антенной: 1 — генератор СИНУС-160, 2 — нелинейная передающая линия, 3 — полосовой фильтр, 5 — спиральная антенна.

В качестве излучающей антенны было выбрана следующая концепция спиральной антенны: спираль конической формы с восемью витками помещается в корпус (стакан) из капролона и заполняется вакуумным маслом. Коническая форма была выбрана для расширения полосы, а масляная изоляция

– чтобы избежать пробоя на входе в антенну, а также для компактизации. Геометрия спиральной антенны была выбрана после многошаговой оптимизации всех ее составляющих в среде HFSS. В частности, было найдено, что для выбранной геометрии спиральной антенны оптимальный импеданс ее коаксиального входа составляет около 80 Ом, что привело к необходимости дополнительного согласования спиральной антенны с выходом нелинейной линии 40 Ом. Модель расчетной геометрии и внешний вид изготовленной спирали приведены на Рис. 4.34.

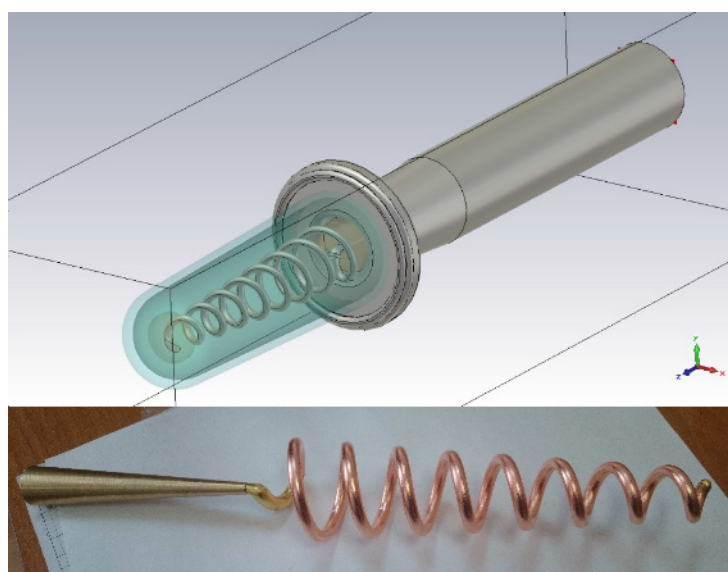


Рис. 4.34. Модель спиральной антенны и внешний вид спирали с коническим согласующим переходом.

Чтобы оценить уровень отражений от входа спиральной антенны, был измерен коэффициент стоячей волны по напряжению при помощи анализатора цепей (Agilent 8719ET). Использовался согласующий ВЧ конус, имеющий на входе разъем типа N с сопротивлением 50 Ом. Результат представлен на Рис. 4.35.

Уровень КСВН ниже 4 соответствует диапазону частот от 0.75 до 3.15 ГГц. Уровень отражений по мощности ниже 4% соответствует диапазону частот от 1.1 до 1.8 ГГц. Высоковольтные испытания спиральной антенны подтвердили надежность масляной изоляции, в том числе при высокой частоте следования

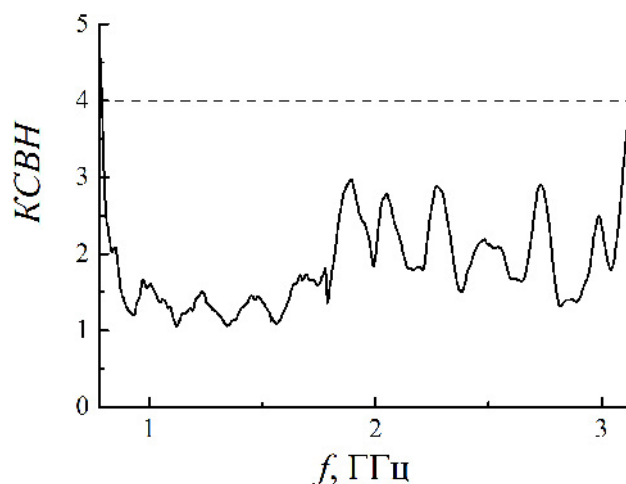


Рис. 4.35. Измеренный коэффициент стоячей волны по напряжению спиральной антенны.

импульсов до 100 Гц.

Геометрия нелинейной передающей линии соответствовала НПЛ 5 из Таблицы 2.1. При этом конструкция полосового фильтра соответствовала приведенному на Рис. 4.10. Излученный ВЧ импульс измерялся при помощи калиброванной ТЕМ-антенны, помещенной на оси НПЛ на расстоянии 3 м от фокуса. Ориентация ТЕМ-антенны была выбрана горизонтальной, что соответствует измерению составляющей только с вертикальной поляризацией излучения. Типичная осциллограмма излученного импульса и ее спектр показаны на Рис. 4.36.

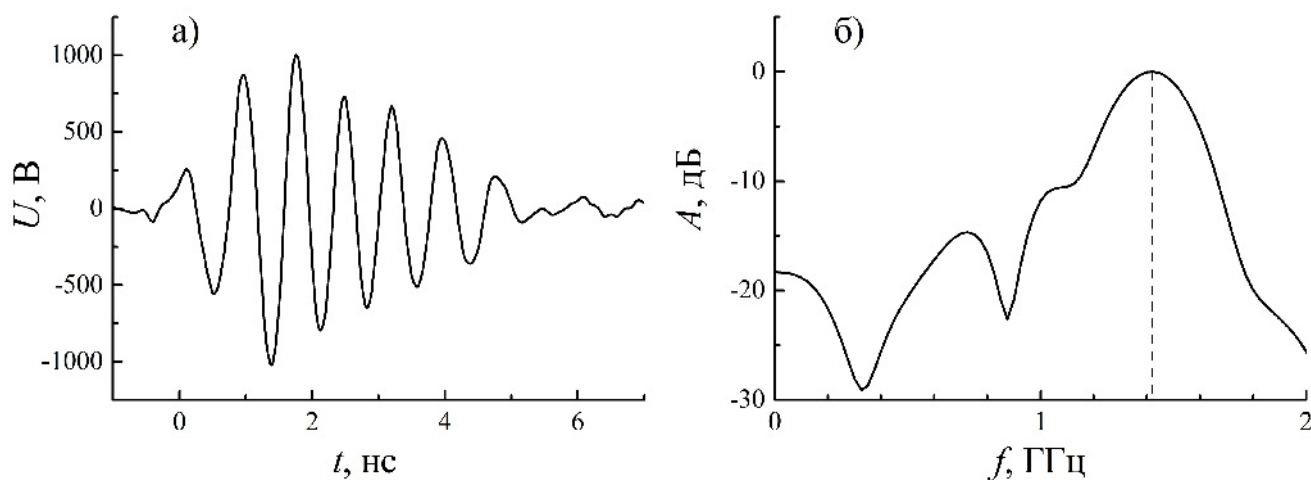


Рис. 4.36. а) Излученный ВЧ импульс на оси нелинейной линии на расстоянии 3 м, б) его спектр.



Центральная частота  $f_c$  излученного ВЧ импульса составляла около 1.42 ГГц. Мгновенная пиковая плотность мощности  $I_{0P}$  определяется в соответствии со следующей формулой

$$I_{0P} = \frac{U_P^2}{50S_{eff}}, \quad (4.1)$$

где  $S_{eff}$  — эффективная площадь ТЕМ-антенны на центральной частоте  $f_c$ ,  $U_P$  — измеренная пиковая амплитуда напряжения приемной антенны. В этой формуле не учитывается усреднение потока мощности за период, поскольку излученный сигнал заметно отличается от монохроматического. Волновое сопротивление измерительного тракта составляло 50 Ом. Для определения пиковой мощности необходимо получить распределение пиковой плотности мощности. Для этой цели ТЕМ-антенна перемещалась вдоль окружности с центром в фокальной точке с радиусом 3 м. Высота ТЕМ антенны была фиксирована на оси НПЛ. Пиковая плотность мощности рассчитывалась по формуле (4.1). В каждом положении пиковая мощность усреднялась по трем импульсам. Источники отражений находились достаточно далеко и не влияли на измерения ВЧ импульса. Диаграмма излучения в зависимости от азимутального угла представлена на Рис. 4.37.

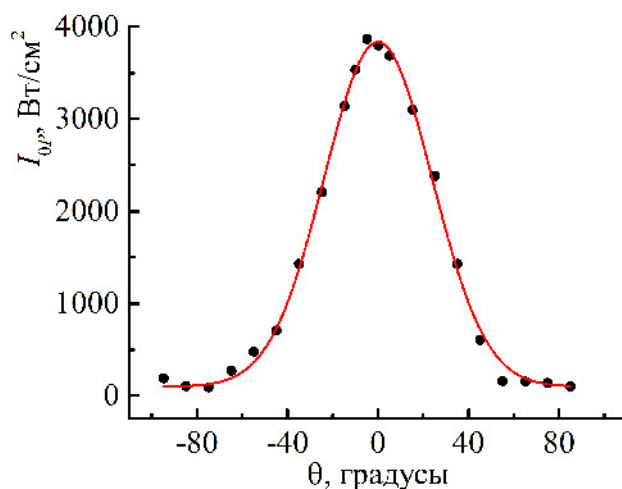


Рис. 4.37. Зависимость пиковой плотности мощности от азимутального угла на расстоянии 3 м и ее аппроксимация функцией Гаусса.

Пиковая плотность мощности была аппроксимирована функцией Гаусса

$$I_{0P} = I_0 + I_1 \exp^{-(\theta/\theta_1)^2}, \quad (4.2)$$

где  $I_0 \approx 100$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_1 \approx 3.74$  кВт/см<sup>2</sup> и  $\theta_1 \approx 33.7^\circ$ , что соответствует ширине диаграммы около  $28^\circ$  по уровню  $-3$  дБ. Здесь измеренный максимум был сдвинут к нулевому значению угла на  $-5^\circ$ , чтобы выполнить интегрирование в предположении цилиндрической симметрии. Эффективный потенциал излучения, соответствующий  $I_1$ , составил около 400 кВ. Для оценки снизу пиковой мощности  $P_0$  формула (4.2) должна быть проинтегрирована в соответствии со следующим выражением, предполагающим цилиндрическую симметрию:

$$P_0 = 2\pi R^2 \int_0^{\theta_R} I_{0P}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (4.3)$$

где  $\theta_R = 90^\circ$  — экспериментальная граница измерений. Интегрирование (4.3) дает значение излученной пиковой мощности 400 МВт в вертикальной поляризации, что составляет около 28% от мощности падающего импульса. Направленность спиральной антенны может быть рассчитана как

$$D = \frac{I_1}{P_0/4\pi R^2}, \quad (4.4)$$

что дает значение 10.7. Надежность этих расчетов подтверждается осциллограммами ВЧ импульса на углах, соответствующих уровням  $-6$  дБ и  $-10$  дБ, Рис. 4.38.

Чтобы проверить, является ли поляризация ВЧ импульса круговой, был поставлен следующий эксперимент. Форма падающего высоковольтного импульса был зафиксирована (при помощи выборки визуально неотличимых сигналов). Затем последовательность импульсов была измерена для вертикальной поляризации. После этого ориентация приемной ТЕМ-антенны была изменена на  $90^\circ$ , и последовательность импульсов вновь была записана для горизонтальной поляризации. Для обеих последовательностей осциллограф

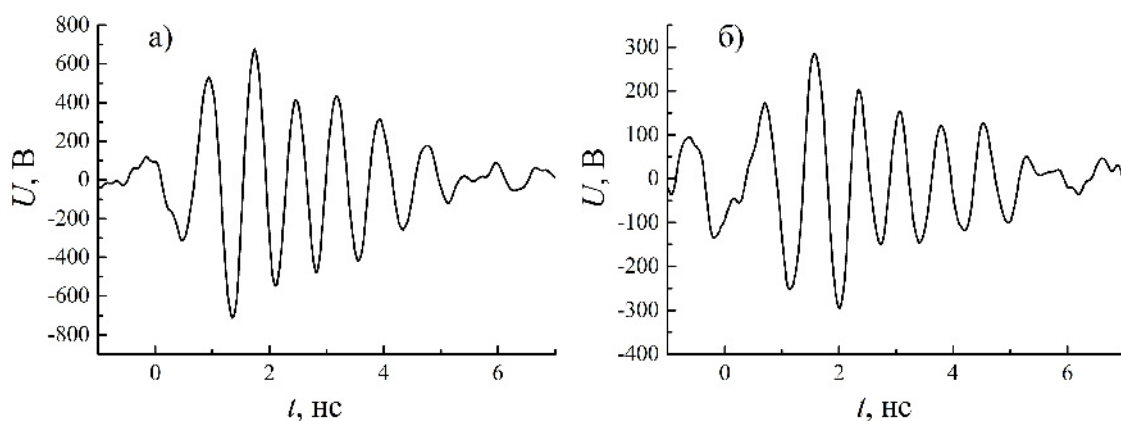


Рис. 4.38. а) ВЧ импульсы, соответствующие уровню -6 дБ диаграммы направленности, б) ВЧ импульсы, соответствующие уровню -10 дБ диаграммы направленности.

запускался по сигналу, падающему на спиральную антенну. В результате были получены осциллограммы излучения в двух поляризациях с абсолютной привязкой по времени, соответствующие идентичным излучаемым сигналам. Соответствующие осциллограммы, и годограф, по которому движется вектор напряженности электрического поля, показаны на Рис. 4.39.

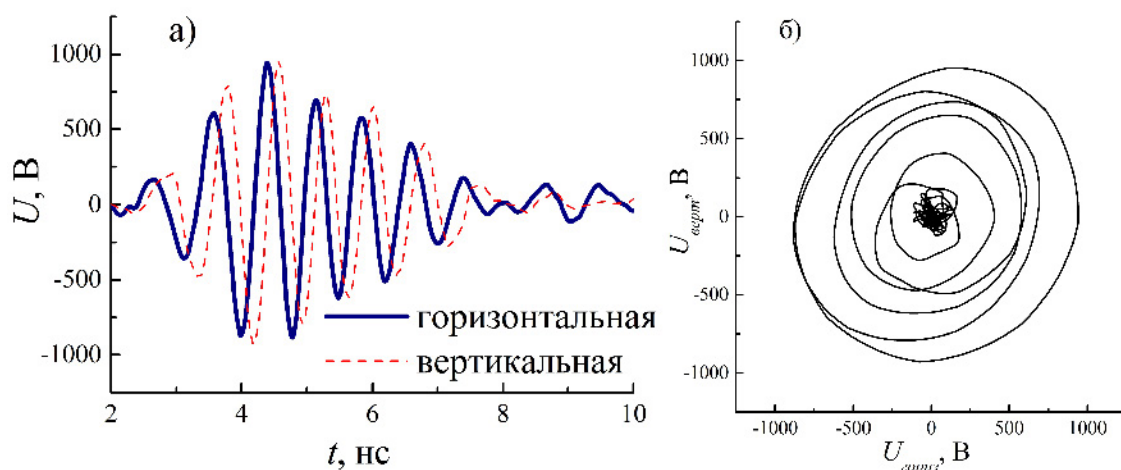


Рис. 4.39. а) Осциллограммы для различных поляризаций, б) годограф вектора напряженности электрического поля.

Эти осциллограммы являются не случайными, но регулярно воспроизводились. Как видно из рисунков, представленных выше, поляризация ВЧ импульса почти круговая. Для восстановления формы импульса мощности необходимо просуммировать мощности обеих поляризаций и нормировать

их на 400 МВт. Результат представлен на Рис. 4.40. Интегрирование этой

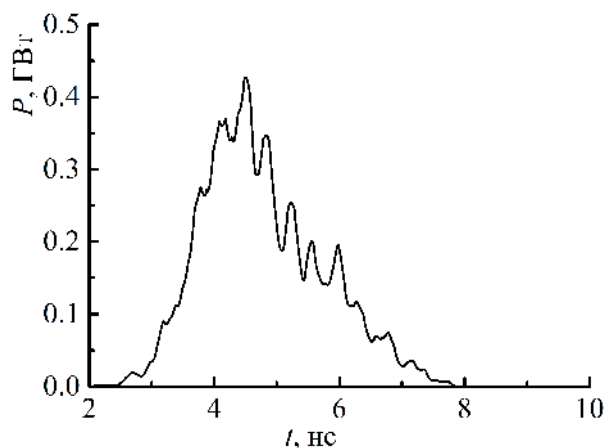


Рис. 4.40. Осциллограмма мощности излученного ВЧ импульса.

кривой дает значение энергии в ВЧ импульсе 0.8 Дж, что соответствует эффективности преобразования по мощности от генератора высоковольтного импульса в излучение около 10%. Система была протестирована при частоте повторения импульсов 100 Гц. Осциллограммы в импульсно периодическом режиме были записаны при помощи осциллографа LeCroy Wavemaster 830Zi с полосой 16 ГГц. Осциллограммы накапливались в течение 10 секунд для серий из 1000 импульсов с частотой повторения 100 Гц. Характерная картина на экране осциллографа представлена на Рис. 4.41.

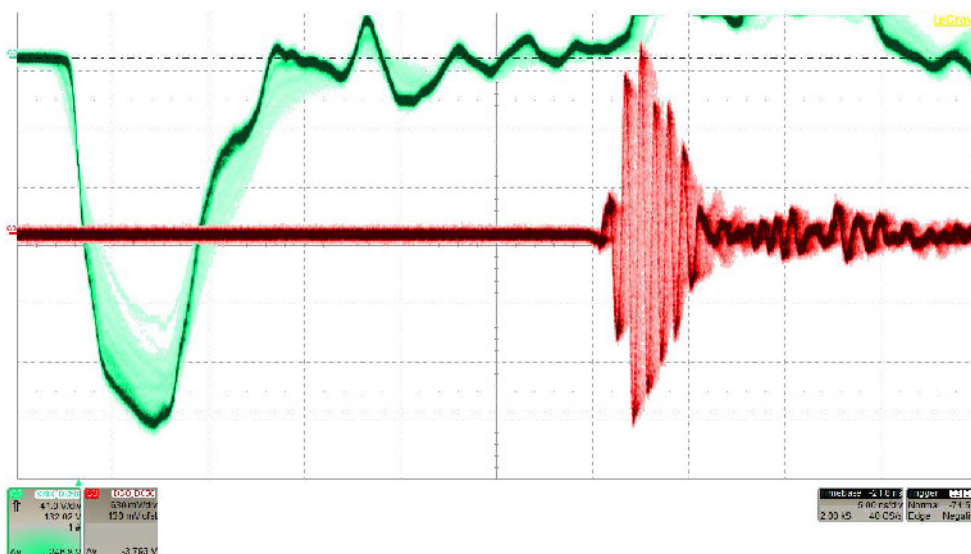


Рис. 4.41. Серия из 1000 импульсов с частотой повторения 100 Гц: падающий и излученный импульсы.

Как видно из Рис. 4.41, при стабильной амплитуде падающего импульса напряжения импульсы излучения также имеют высокую стабильность, а при снижении амплитуды падающего импульса наблюдается сдвиг фазы колебаний. Деградации формы излученного сигнала не наблюдалось.

## 4.5. Выводы к четвертой главе

Решен полный комплекс задач по разработке и созданию макетов импульсно-периодических источников мощных наносекундных ВЧ импульсов на основе нелинейных передающих линий с насыщенным ферритом. В частности, найдены условия по высоковольтной изоляции, обеспечивающие работу таких источников с частотой следования импульсов до 200 Гц. Испытания нелинейных линий на ресурс не выявили деградации параметров ВЧ генерации при числе импульсов не менее  $3 \cdot 10^6$ . В этих испытаниях напряженность электрического поля в феррите была близка к 100 кВ/см, а максимальная напряженность поля в масле между ферритом и центральным проводником коаксиала составляла около 300 кВ/см. На основе проведенного моделирования разработаны устройства с частотными характеристиками, хорошо подходящими для фильтрации ВЧ компоненты и поглощения низкочастотной части высоковольтного импульса в резистивной нагрузке, что при высокой частоте следования обеспечивает отсутствие развитие электрического пробоя в передающем тракте источников ВЧ импульсов (развивающегося за счет многократного переотражения низкочастотной энергии от его концов). Создан макет, в котором формирование ВЧ импульсов происходит в прямоугольном волноводе в виде низшей моды  $TE_{10}$ , нагруженном на согласованную волноводную СВЧ нагрузку. При этом прямоугольный волновод служит камерой для размещения в ней биологических объектов. Исследования воздействия ВЧ импульсами с амплитудой до 36 кВ/см и длительностью около 4 нс на изолированные митохондрии печени мышей выявили ряд эффектов, таких

как снижение скорости потребления кислорода, повышение проводимости на частотах, соответствующий изменениям в проницаемости мембран, а также набухание мактрикса митохондрий в среде с добавлением кальция, что свидетельствует об открытии кальций-зависимых пор неспецифической проводимости. Таким образом, продемонстрирована восприимчивость субклеточных органелл, каковыми являются митохондрии, к данному типу воздействия. Реализованы макеты импульсно-периодических источников радиоимпульсов на основе нелинейных линий с тремя видами излучающих антенн: рупорной, комбинированной и спиральной. Наибольший эффективный потенциал излучения был получен при использовании рупорной антенны. Для радиоимпульсов с частотой около 1.2 ГГц и длительностью около 8 нс он достигал 600 кВ при амплитуде падающих импульсов от высоковольтного генератора СИНУС-200 около 250 кВ. При этом поляризация излучения была линейной, а энергетическая эффективность преобразования в излучение составляла около 3%. При использовании сверхширокополосной комбинированной антенны был реализован макет источника радиоимпульсов с центральной частотой излучения, перестраиваемой в диапазоне от 0.5 до 1.3 ГГц за счет изменения амплитуды высоковольтного импульса, а также за счет регулировки тока подмагничивания нелинейной линии. Эффективный потенциал излучения при этом изменялся от 95 до 310 кВ соответственно, а энергетическая эффективность преобразования в излучения достигала 4.5%. При использовании конической спиральной антенны было получено излучение с поляризацией, близкой к круговой, на частоте около 1.4 ГГц. Эффективный потенциал излучения составлял 400 кВ при энергетической эффективности около 10%, которая достигалась за счет сравнимой длительности падающего высоковольтного импульса (около 5 нс) и излученного радиоимпульса (около 4 нс).

## Глава 5

# Многоканальные фазированные генераторы мощных СВЧ импульсов на основе линий с ферритом

Современные фазированные антенные решетки для управления фазой между каналами используют ферритовые или полупроводниковые фазовращатели. Если речь идет о мощных СВЧ генераторах с мощностью в канале на уровне нескольких сотен мегаватт или даже единиц гигаватт, то соответствующих высоковольтных фазовращателей разработано не было. Поскольку для повышения плотности потока мощности излучения представляется целесообразным создание многоканальных фазированных генераторов мощных СВЧ импульсов, необходимо разработать альтернативный способ управления фазой. В данной главе рассмотрим подход, в котором несколько мощных фазостабильных СВЧ генераторов запитываются от одного источника высоковольтных импульсов, Рис. 5.1. Здесь фаза СВЧ импульса в каждом канале привязана к фронту высоковольтного импульса, задержка которого регулируется подмагничиванием линии с ферритом. Рассмотрим далее подробно линии с ферритом в качестве управляемой линии задержки.

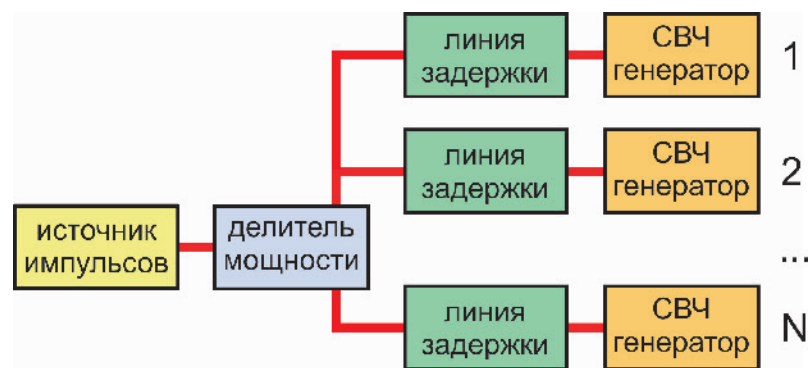


Рис. 5.1. Концепция источника мощных СВЧ импульсов, состоящего из  $N$  фазированных СВЧ генераторов.

## 5.1. Нелинейная линия с насыщенным ферритом в качестве линии задержки высоковольтного импульса. Закономерности управления задержкой времени пробега высоковольтного импульса по нелинейной линии

Нелинейная линия с ферритом может быть использована в качестве управляемой линии задержки, поскольку скорость ударного фронта электромагнитной волны зависит от приложенного магнитного поля. Таким образом, при фиксированной амплитуде падающего высоковольтного импульса регулировка поля подмагничивания может обеспечить необходимую задержку ударного фронта для обеспечения заданной фазы на выходе СВЧ генератора. Ранее в первой главе настоящей диссертации на основе упрощенной модели мы получили формулу для скорости ударного фронта высоковольтного импульса с амплитудой тока  $J_0$ , бегущего по нелинейной линии с насыщенным ферритом (1.69):

$$v_{sh}(J_0) = \frac{v_\varepsilon}{\sqrt{\mu_{eff}}}, \mu_{eff} = 1 + \frac{\lambda}{h_\Sigma(J_0)} \quad (5.1)$$

где безразмерное результирующее магнитное поле  $h_\Sigma = \sqrt{h_\Phi^2 + h_z^2}$  есть решение уравнения коллинеарности (1.26) между векторами намагниченности и результирующего магнитного поля. Скорость ударного фронта в коаксиальной линии с ферритом в зависимости от геометрии, приложенных полей и используемой изоляции может лежать в широких пределах: от 6 до 9 см/нс, что вполне соответствуют расчетным значениям, приведенным на Рис. 1.3. Если длина линии задержки с ферритом равна  $L_f$ , то малое изменение поля подмагничивания  $\Delta h_z$  в соответствии с (5.1) приведет к задержке, которая выражается формулой:

$$\Delta t \approx -\frac{L_f v_{sh} \lambda h_z}{2v_\varepsilon^2 h_\Sigma^3} \Delta h_z. \quad (5.2)$$



В этой формуле знак минус соответствует уменьшению времени пробега по линии задержки с увеличением поля подмагничивания, поскольку эффективная магнитная проницаемость линии с ферритом уменьшается с ростом магнитного поля. Однако, как следует из проведенных экспериментов, время задержки в линии с ферритом возрастает при увеличении поля подмагничивания от нуля до значений около 20-40 кА/м, и только при дальнейшем увеличении поля начинает снижаться. Следует отметить, что распространение высоковольтного импульса по нелинейной линии с ненасыщенным ферритом при нулевом поле подмагничивания соответствует так называемому некогерентному перемагничиванию [1], которое описывается уравнением, несколько отличающимся от уравнения Ландау-Лифшица, описывающего когерентное перемагничивание. Таким образом, изменение продольного магнитного поля от нуля до 20-40 кА/м приводит к переходу от некогерентной к когерентной динамике намагниченности, что сопровождается ростом времени задержки. Следовательно, дать теоретическую оценку времени задержки в этом диапазоне полей подмагничивания не представляется возможным.

Относительное изменение времени задержки согласно формуле (5.2), рассчитанное для единицы длины нелинейной линии НПЛ5, составляет около  $-0.015$  нс/[мкА/м], что, другими словами, означает, что время задержки в нелинейной линии НПЛ5 длиной 1 м может быть сокращено на 0.013 нс при увеличении поля подмагничивания на 1 кА/м, что достаточно близко к экспериментальному значению около  $-0.02$  нс в диапазоне полей подмагничивания свыше 40 кА/м. В то же время, экспериментальное значение относительного изменения времени задержки в диапазоне полей от 0 до 30 кА/м составляет в среднем около  $0.08$  нс/[мкА/м], что значительно больше. Таким образом, этот диапазон полей подмагничивания более предпочтителен для контроля фазы СВЧ импульсов.

## 5.2. Реализация когерентного возбуждения нескольких нелинейных линий. Когерентность и стабильность сложения радиоимпульсов, излученных несколькими каналами. Управление диаграммой направленности излучения

В качестве генератора мощных СВЧ импульсов, фазой которого нужно управлять для когерентного сложения излучения от нескольких генераторов, можно рассматривать саму нелинейную линию с насыщенным ферритом. Действительно, уже в первых экспериментах с нелинейной линией в Геометрии 1 было обнаружено, что при запуске осциллографа от одинаковых высоковольтных импульсов, падающих на нелинейную линию, осциллограммы на выходе нелинейной линии с хорошей точностью накладываются друг на друга, Рис. 5.2. На основании этого результата был проведен эксперимент

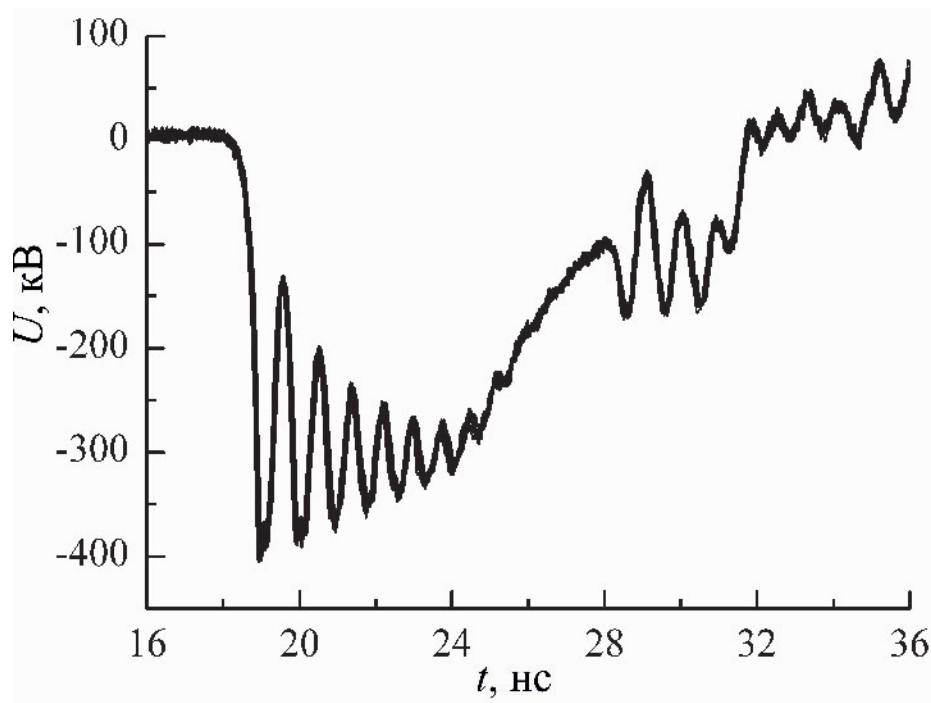


Рис. 5.2. Наложение десяти осциллограмм на выходе нелинейной линии в Геометрии 1 при длине 41 см и запуске осциллографа от одинаковых высоковольтных импульсов.

по когерентному сложению радиоимпульсов, излученных от двух нелиней-

ных линий, подключенных к одному генератору высоковольтных импульсов, Рис. 5.3.

### Двухканальный источник радиоимпульсов на основе нелинейных линий

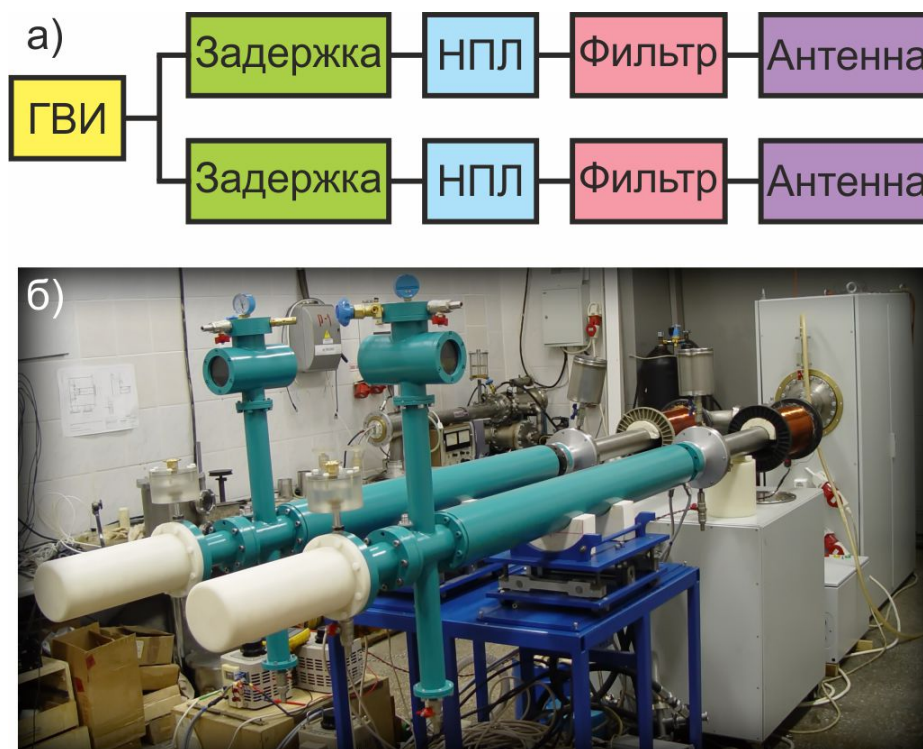


Рис. 5.3. а) Блок-схема и б) внешний вид двухканального источника радиоимпульсов на основе нелинейных линий (ГВИ — генератор высоковольтных импульсов).

Здесь в качестве генератора высоковольтных импульсов использовался генератор СИНУС-200 [A14]. Нелинейная передающая линия была выполнена в геометрии НПЛ5 из Таблицы 2.1. Линия задержки была также выполнена в геометрии, близкой к НПЛ5, и имела длину около 30 см, обеспечивая длительность фронта импульса на ее выходе около 0.5 нс при небольшой ВЧ модуляции (на уровне 5%). Амплитуда импульса, падающего на нелинейную линию, составляла около 140 кВ, что приводило к генерации ВЧ импульсов с центральной частотой около 1 ГГц. Расстояние между осями каналов излучения составляло 45 см, что соответствует около  $1.5\lambda$  на частоте излучения 1 ГГц. Двухканальный источник испытывался в режиме одиночных импульсов при последующей обработке осциллограмм для оценки стабильности ВЧ ам-

плитуды и отклонения фазы между каналами. Соленоиды нелинейных линий запитывались от отдельных источников постоянного тока, обеспечивающих стабильность амплитуды поля подмагничивания около 0.7%. Конструкция нелинейной линии с насыщенным ферритом, полосового фильтра и излучающей спиральной антенны в каждом канале полностью повторяла соответствующие компоненты в описанном выше генераторе СВЧ импульсов со спиральной антенной, Рис. 4.33. Было обнаружено, что при одинаковом падающем импульсе и одинаковом поле подмагничивания две идентичные нелинейные линии обеспечивают генерацию ВЧ колебаний на несколько отличающихся частотах. Это находится в соответствии с описанным выше эффектом, когда использование ферритов из двух различных партий при идентичных экспериментальных условиях приводило к сдвигу частоты генерации, Рис. 3.15. В эксперименте с двухканальным источником радиоимпульсов использовались ферриты из одной партии, на даже в этом случае имел место небольшой сдвиг частоты. Одинаковая частота генерации в двух каналах достигалась за счет различных полей подмагничивания: 30 кА/м для первой линии и 35 кА/м для второй. Отличие во времени пробега по нелинейным линиям компенсировалось при помощи поля подмагничивания в линиях задержки: 41 кА/м для первой линии задержки и 28 кА/м для второй. Этот набор полей подмагничивания обеспечивал синфазную генерацию ВЧ импульсов, как показано на Рис. 5.4 а). Соответствующая пиковая мощность в каждом канале достигала 150 МВт. Осциллограмма, соответствующая когерентному сложению излученных двумя спиральными антеннами радиоимпульсов, регистрировалась при помощи дипольной антенны на расстоянии 3 м от спиральной антенны на оси излучения, Рис. 5.4 б). Соответствующее значение эффективного потенциала излучения составило около 220 кВ. Для проверки того, что излученные импульсы складываются в фазе в месте расположения приемной антенны, поле подмагничивания во второй нелинейной линии отключалось, Рис. 5.4 в). В результате амплитуда сигнала на приемной антенне

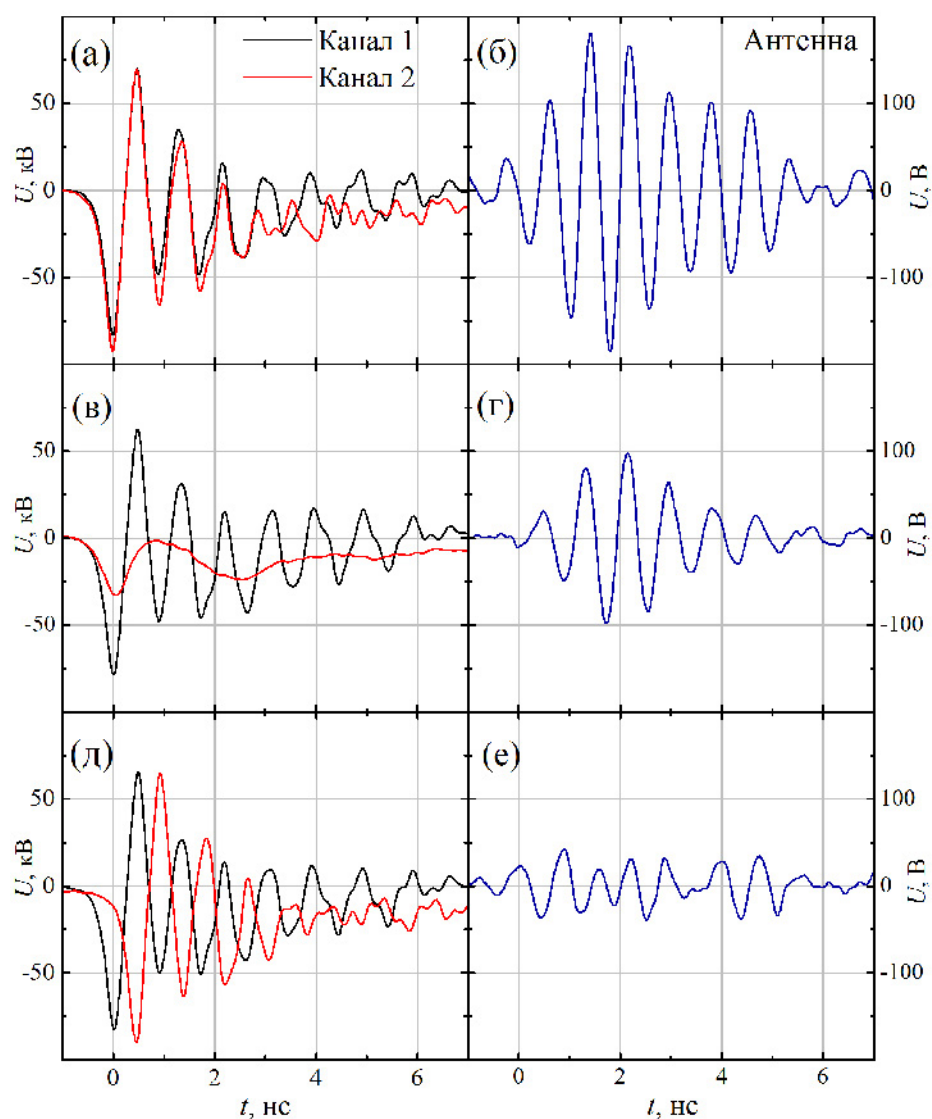


Рис. 5.4. ВЧ импульсы, падающие на излучающую спиральную антенну в каждом канале (слева) и ВЧ импульсы на приемной антенне (справа): (а-б) синфазное излучение; (в-г) поле подмагничивания во втором канале отсутствует; (д-е) излучение в противофазе.

уменьшилась примерно в два раза, что соответствует четырехкратному увеличению плотности потока мощности при синфазном сложении излученных импульсов. Снижение поля подмагничивания второй линии задержки с 28 до 8 кА/м привело к генерации ВЧ импульсов в противофазе, Рис. 5.4 д). Соответствующий сигнал на приемной антенне при этом составил около 5% от мощности радиоимпульса, соответствующего синфазному излучению.

Джиттер между каналами измерялся как стандартное отклонение времени задержки между идентичными пиками соответствующих осциллограмм

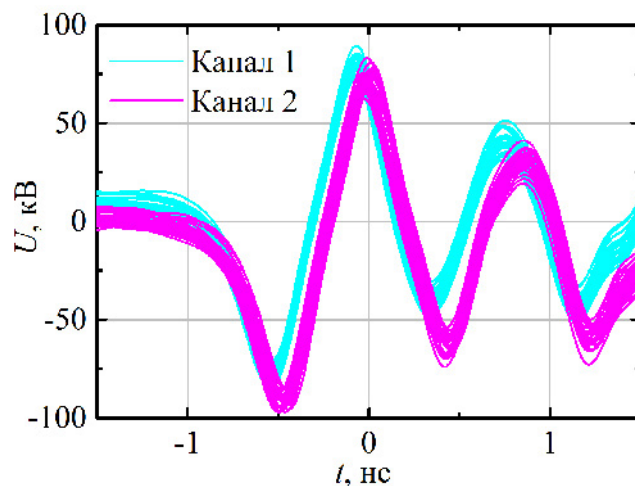


Рис. 5.5. Наложение 20 пар осциллограмм для оценки джиттера между каналами, который составил около 20 пс.

двух каналов. Оценка джиттера для 20 пар ВЧ импульсов составила около 20 пс, или 2% от периода возбуждаемых колебаний, Рис. 5.5. Величина джиттера была ограничена снизу точностью задания тока подмагничивания, которая не превышала 0.7% по амплитуде. Дальнейшие эксперименты с более стабильным источником тока позволили достичь джиттера на уровне нескольких пикосекунд в четырехканальном генераторе, описанном ниже.

Измерения диаграммы направленности проводились в горизонтальной плоскости на высоте оси излучения, Рис. 5.6 б). Ширина диаграммы направленности по уровню  $-3$  дБ составила около  $13^\circ$ , что примерно в два раза меньше, чем ширина диаграммы направленности единичной антенны ( $28^\circ$ ), Рис. 4.37. Сдвиг максимума диаграммы направленности на  $5^\circ$  соответствует таковому для единичной антенны. Поляризация излучения близка к круговой, Рис. 5.6 а), что также аналогично случаю источника радиоимпульсов с одиночной спиральной антенной, Рис. 4.39. В данном эксперименте условия измерения, а именно отражения от стенок помещения, не позволили провести измерения по электронному управлению максимумом диаграммы направленности. Соответствующий эксперимент был проведен для четырехканального источника СВЧ импульсов на нелинейных линиях с насыщенным ферритом.

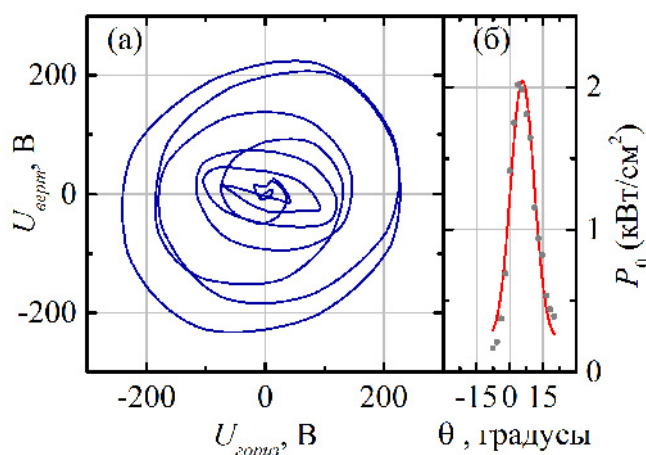


Рис. 5.6. а) Годограф вектора напряженности электрического поля; б) диаграмма направленности излучения двухканального источника.

### **Четырехканальный источник радиоимпульсов на основе нелинейных линий**

Совместный эксперимент, включающий разработку и испытание четырехканального источника радиоимпульсов на основе нелинейных линий, был проведен в ИЭФ УрО РАН [A15, A20]. Внешний вид общей сборки четырехканального источника радиоимпульсов приведен на Рис. 5.7, в то время как его схематическая диаграмма аналогична двухканальному источнику, Рис. 5.3. В качестве источника высоковольтных импульсов был применен твердотельный высоковольтный генератор импульсов S-500 [A15], построенный на основе магнитной компрессии энергии и открывающегося полупроводникового ключа в последней секции компрессии. Обрыв тока в SOS-диоде приводил к формированию на передающей линии с импедансом 50 Ом импульса высокого напряжения с амплитудой около 500 кВ, длительностью около 5 нс и временем нарастания около 2.5 нс. После обострения фронта до 1 нс в нелинейной линии с ненасыщенным ферритом, высоковольтный импульс разделялся при помощи несогласованного делителя на четыре канала по 48 Ом и имел амплитуду около 200 кВ в каждом канале. Нелинейные линии были изготовлены в геометрии НПЛ9 из Таблицы 2.1 для генера-



Рис. 5.7. Внешний вид четырехканального источника радиоимпульсов.

ции ВЧ импульсов на частоте около 2 ГГц. Для их подмагничивания были изготовлены пятисекционные соленоиды общей длиной около 700 мм. При этом первые две секции соленоида использовались для регулировки времени задержки (около 300 мм ферритового заполнения), а остальные три — для обеспечения генерации ВЧ колебаний (около 400 мм ферритового заполнения). Для фильтрации ВЧ компоненты и поглощения низкочастотной части высоковольтного импульса был применен полосовой фильтр, представленный на Рис. 4.14. Коническая спиральная антенна, так же, как на Рис. 4.34, имела 8 витков, но была меньшего размера, что соответствовало более высокому рабочему частотному диапазону, Рис. 5.8. Расстояние между антеннами в решетке составило 125 мм или  $0.83 \lambda$  на частоте 2 ГГц.

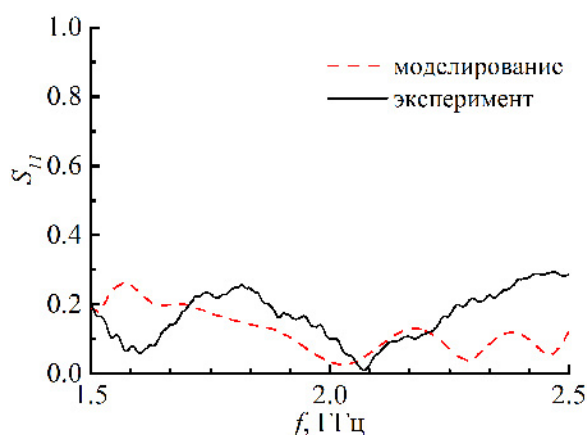


Рис. 5.8. Параметр  $S_{11}$  конической спиральной антенны, рассчитанный в среде HFSS и измеренный при помощи анализатора цепей Agilent Network Analyzer PNA N5227A.



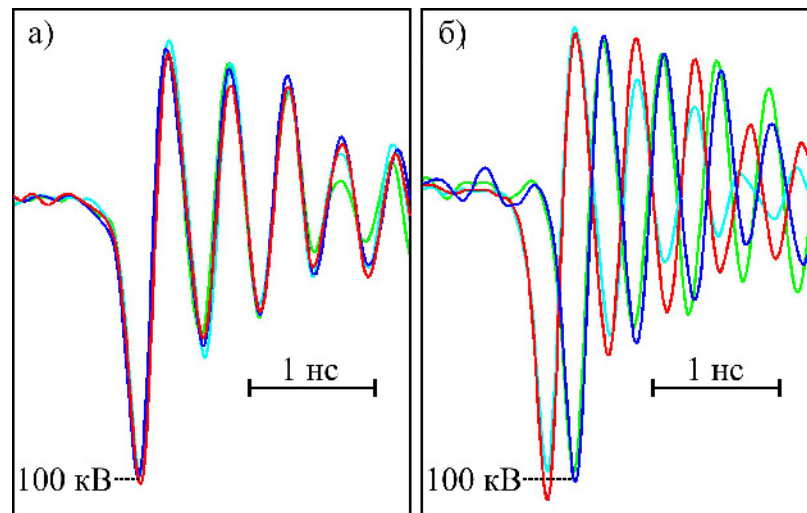


Рис. 5.9. Осциллограммы ВЧ импульсов, падающих на спиральные антенны а) в фазе и б) в противофазе между вертикальными парами. Центральная частота около 2 ГГц.

Для реализации контроля фазы между каналами при помощи регулировки тока в линиях задержки была реализована ситуация, когда две вертикальные пары нелинейных линий обеспечивали синфазную генерацию и генерацию в противофазе, Рис. 5.9. При этом поле подмагничивания в основных секциях, отвечающих за ВЧ генерацию, составляло около 60 кА/м, а поле в первых двух секциях регулировалось в диапазоне от 10 до 80 кА/м для задания необходимой фазы ВЧ колебаний на выходе нелинейных линий. Стандартное отклонение разности фаз между каналами составляло около 3 пс при полном разбросе 20 пс.

Распределение пиковой плотности потока мощности (диаграмма направленности), соответствующее синфазной генерации, было измерено на расстоянии 4 м от фокальной точки в горизонтальной плоскости поляризации при помощи микрополосковой антенны, Рис. 5.10 а). Ширина диаграммы направленности по уровню -3 дБ (по половинному уровню мощности) составила около 23°. Зависимость пикового значения напряженности электрического поля в горизонтальной плоскости в излученном импульсе, измеренная на оси антенной решетки, представлена на Рис. 5.10 б). Как следует из приведенного графика, эффективный потенциал излучения составлял около 360 кВ.

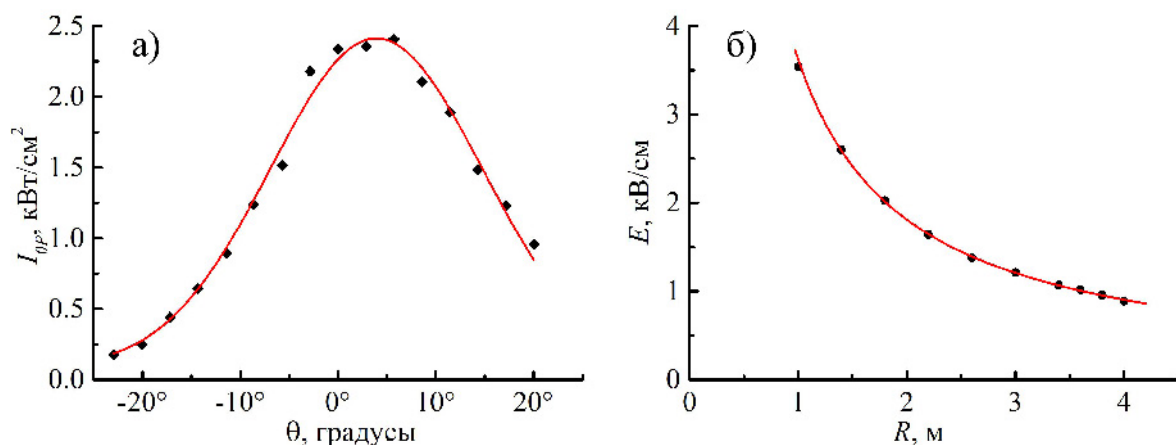


Рис. 5.10. а) Диграмма направленности на расстоянии 4 м от антенной решетки с Гауссовой аппроксимацией. б) Пиковое значение электрического поля от расстояния на оси антенной решетки с гиперболической аппроксимацией.

Годограф синфазно излученных импульсов приведен на Рис. 5.11 а). Измеренный коэффициент эллиптичности составил около 0.3, что, вероятно, связано с характеристиками одиночной антенны. В случае, когда поле подмагничивания в секциях задержки устанавливалось для обеспечения генерации ВЧ импульсов в противофазе между вертикальными парами, Рис. 5.9 б), максимум диаграммы направленности отклонялся на  $-17^\circ$ , Рис. 5.11 б). Высокий уровень бокового излучения, возможно, связан с появлением дифракционного лепестка.

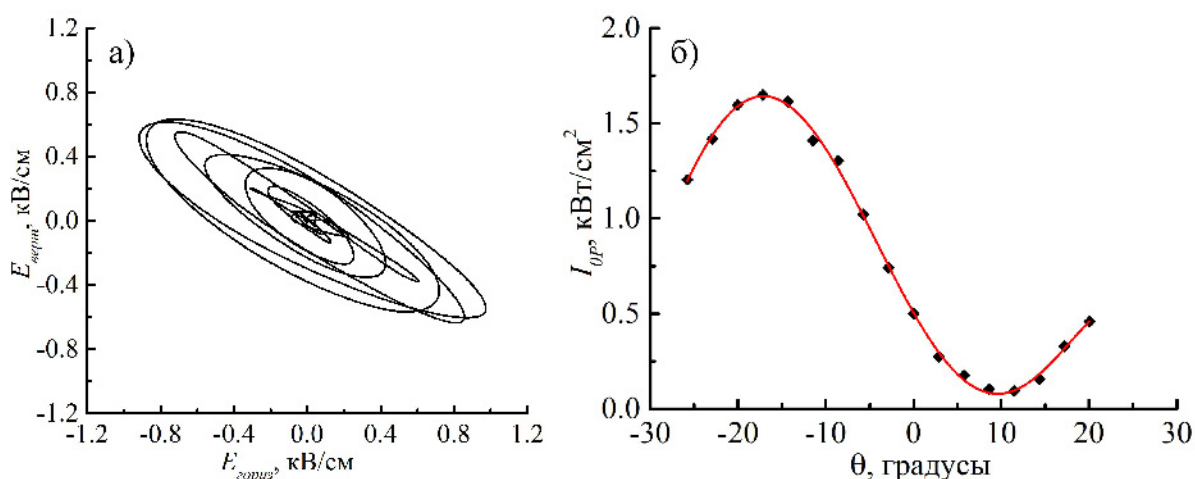


Рис. 5.11. а) Годограф вектора напряженности электрического поля четырехканального источника при синфазной генерации, б) диаграмма направленности излучения при генерации ВЧ импульсов в противофазе между вертикальными парами.

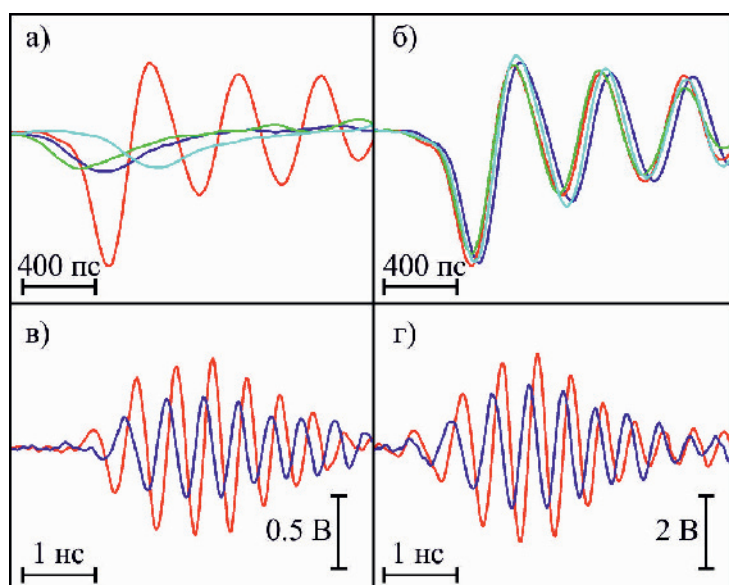


Рис. 5.12. а) Генерация ВЧ импульса в одном канале, когда поле подмагничивания в остальных каналах отсутствует; б) синхронная ВЧ генерация в четырех каналах; в) осциллограмма излученного импульса в вертикальной (меньшая амплитуда) и в горизонтальной (большая амплитуда) поляризациях при работе одного канала; г) при синфазной генерации в четырех каналах.

Результаты измерений излученного импульса для случаев ВЧ генерации только в одном канале и синфазной генерации в четырех каналах на расстоянии 1 м от входа антенны на оси излучения приведены на Рис. 5.12. Как видно из приведенных осциллограмм, при синфазной генерации происходит четырехкратное увеличение амплитуды электрического поля относительно одноканальной генерации, что соответствует 16-кратному увеличению плотности потока мощности на оси излучения.

Испытания источника четырехканальных импульсов на частоте повторений 1000 Гц в течение 1 с не выявило признаков пробоя. На Рис. 5.13 представлены осциллограммы 1000 импульсов, зарегистрированные приемной антенной на расстоянии 4 м на частоте 1000 Гц. Как видно из приведенных осциллограмм, стабильность генерации радиоимпульсов на 1000 Гц частоте повторений достаточно высокая. Также было успешно проведено сканирование лучом в частотном режиме в пределах сдвига на пол-периода между горизонтальными и вертикальными парами нелинейных линий, что

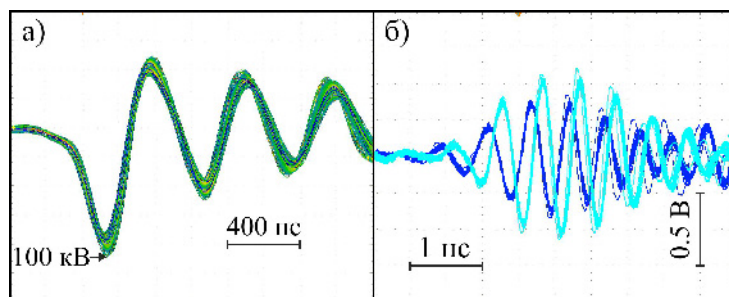


Рис. 5.13. а) Синхронные ВЧ импульсы, падающие на спиральные антенны от четырех каналов; б) осциллограммы излученных импульсов в вертикальной (меньшая амплитуда) и в горизонтальной (большая амплитуда) поляризациях при синфазной генерации в четырех каналах. Расстояние до приемной антенны 4 м, 1000 импульсов с частотой следования 1000 Гц.

наблюдалось при помощи газоразрядного табло.

Специальный эксперимент был проведен для оценки влияния температуры ферритов на фазу возбуждаемых ВЧ импульсов. Для этого две нелинейные линии в вертикальной паре были нагреты при помощи соленоидов до температуры, не превышающей  $50^{\circ}\text{C}$ , Рис. 5.14.

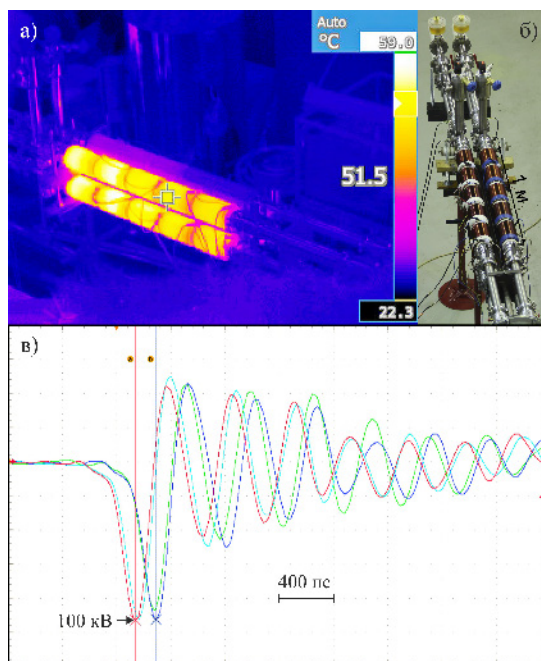


Рис. 5.14. а) Фотография при помощи тепловизора вертикальной пары нелинейных линий; б) вид сверху на источник радиоимпульсов; в) Фазовый сдвиг изначально синфазных импульсов при нагреве одной из вертикальных пар нелинейных линий, осциллограммы для которых обгоняют по фазе ненагретые нелинейные линии.

Температура ферритов оценивалась по показаниям термопары, размещенной на внешнем проводнике нелинейной линии. В результате задержка в нагретых нелинейных линиях относительно ненагретых уменьшилась примерно на четверть периода возбуждаемых осцилляций, Рис. 5.14 в). Фазовый сдвиг для обеих нелинейных линий находился примерно на одинаковом уровне. После охлаждения до начальной температуры фазового сдвига не наблюдалось. Наблюдавшееся увеличение скорости ударного фронта электромагнитной волны в нагретой нелинейной линии не согласуется с возрастающей зависимостью начальной магнитной проницаемости феррита от температуры, поскольку скорость электромагнитной волны зависит от магнитной проницаемости как  $v_{sh} \propto 1/\sqrt{\mu}$ . Таким образом, экспериментальный результат указывает на то, что эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{eff}$ , которая, вообще говоря, соответствует насыщенному состоянию феррита в нелинейной линии, является спадающей функцией температуры.

### **5.3. Применение линий с насыщенным ферритом для создания многоканальных генераторов СВЧ импульсов на лампах обратной волны**

С повышением частоты генерируемых СВЧ импульсов задача управляемого когерентного сложения от нескольких генераторов усложняется, поскольку нужно еще более аккуратно управлять параметрами падающего высоковольтного импульса. Частота СВЧ импульсов, генерируемых в нелинейных линиях в частотном режиме, ограничена условиями по электрическому пробое и не превышает 4 ГГц [43, 100], хотя в режиме одиночных импульсов достигались частоты вплоть до 10 ГГц [101]. Реально работающим импульсно-периодическим генератором мощных коротких наносекундных СВЧ импульсов на частоте 10 ГГц является электронный генератор в виде реля-

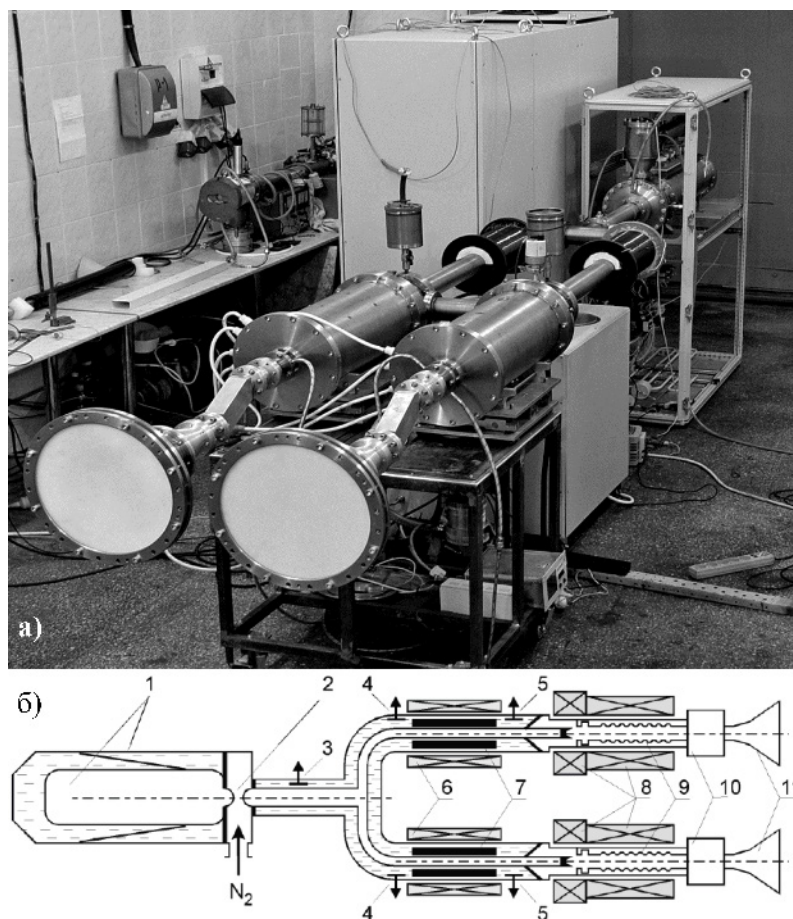


Рис. 5.15. а) Внешний вид и б) блок-схема двухканального СИ ЛОВ генератора: 1 — формирующая линия, 2 — вентилируемый газовый разрядник, 3–5 — датчики напряжения, 6 — линии задержки с ферритом, 7 — NiZn ферритовые кольца, 8 — соленоиды для формирования и транспортировки пучков, 9 — замедляющие структуры ЛОВ, 10 — модовые конверторы из моды  $TM_{01}$  в моду  $TE_{11}$ , 11 — излучающие антенны.

тивистской лампы обратной волны (ЛОВ) в режиме сверхизлучения (СИ), для которой был обнаружен режим фиксации фазы при возбуждении коротким ударным фронтом [102]. Для исследования когерентного сложения СВЧ импульсов от двух СИ ЛОВ был разработан макет [A5, A6, A12], аналогичный двухканальному источнику радиоимпульсов на нелинейных линиях (Рис. 5.3), который включал в себя электронный инжектор, замедляющие структуры ЛОВ и прочие составляющие, как показано на Рис. 5.15. Как было обнаружено, несмотря на уменьшение времени задержки падающего на вакуумный диод высоковольтного импульса с ростом поля подмагничивания в диапазоне от 27 до 50 кА/м, задержка генерируемого 2.5-нс СВЧ импульса

возрастала, Рис. 5.16. При этом наблюдавшаяся немонотонная зависимость

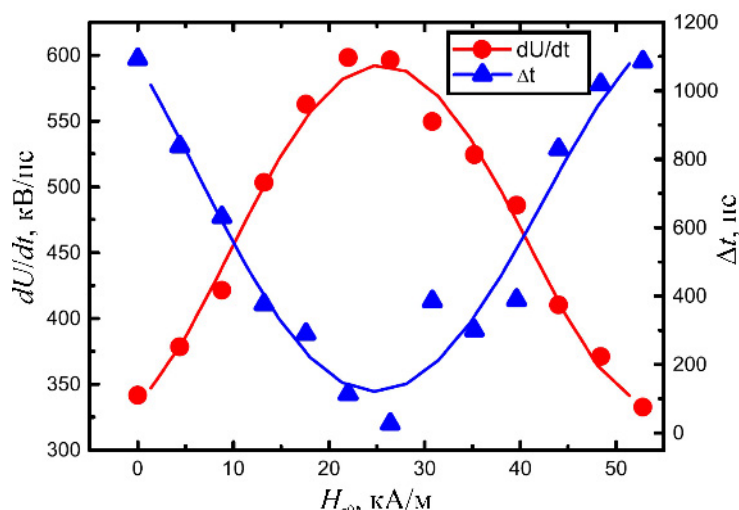


Рис. 5.16. Максимальная производная напряжения на вакуумном диоде (кружки), задержка в появлении СВЧ импульса (треугольники) в зависимости от поля подмагничивания линии задержки.

времени задержки генерируемого СВЧ импульса от поля подмагничивания коррелировала с зависимостью обостренного фронта напряжения, которая была аналогична полученным ранее зависимостям, Рис. 2.6. Время задержки СВЧ импульса возрастало с увеличением поля подмагничивания выше 30 кА/м, несмотря на то, что время задержки падающего высоковольтного импульса при этом уменьшалось. Таким образом, задержка генерируемого СВЧ импульса определяется действием обоих факторов (фронтом высоковольтного импульса и временем его задержки). Необходимо отметить, что мощность генерируемого СВЧ импульса при изменении поля подмагничивания почти не менялась и составляла около 800 МВт. При поле подмагничивания свыше 30 кА/м становилась заметной ВЧ модуляция на выходе линий задержки, что приводило к снижению стабильности фазы генерируемых СВЧ импульсов. Для диапазона полей подмагничивания от 17 до 27 кА/м стандартное отклонение разности фаз между каналами достигала 2 пс при инструментальной ошибке измерений на уровне 1 пс (прямое измерение сигналов осциллографом Tektronix TDS6154C с аналоговой полосой 15 ГГц и частотой дискретизации 40 ГГц). Измеренная плотность мощности синфазно

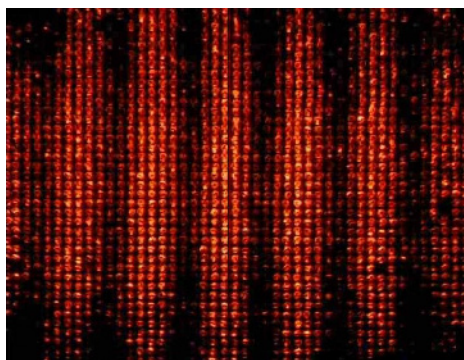


Рис. 5.17. Картина интерференции двух волновых пучков на газоразрядной панели.

сложенных СВЧ импульсов достигала величины порядка 3.8 от плотности мощности, генерируемой одним каналом. Интерференционная картина от сложения генерируемых СВЧ импульсов наблюдалась на расстоянии 2.5 м от плоскости раскрыва рупорных антенн при помощи газоразрядной панели размером 1 × 1 м, Рис. 5.17. Оценка стабильности фазы выполнялась также при помощи видеорегистрации свечения газоразрядной панели. Обработка данных показала, что сдвиг фазы на один период равный 100 пс происходил при изменении поля подмагничивания на 15%, а при фиксированном значении полей подмагничивания стандартное отклонений разности фаз между каналами было на уровне 1%.

Эксперименты по синфазному сложению СВЧ импульсов в миллиметровом диапазоне длин волн были выполнены в ИЭФ УрО РАН [A7, A10, A11, A13, A18]. В частности, на частоте 37 ГГц (период колебаний 27 пс) синфазная генерация двух релятивистских ЛОВ была достигнута при помощи жесткой синхронизации двух ускорителей РАДАН-220, Рис. 5.18. При этом решалась еще более сложная задача синхронизации, так как квазистационарная генерация импульсов с длительностью до 3 нс отвечает много большему числу СВЧ-периодов (до 150 по основанию). Пикосекундная точность включения достигалась специально разработанным тригatronным разрядником с общим заземленным электродом. Рис. 5.18 б) иллюстрирует переход от синфазной к противофазной картине сложения полей внесением задерж-



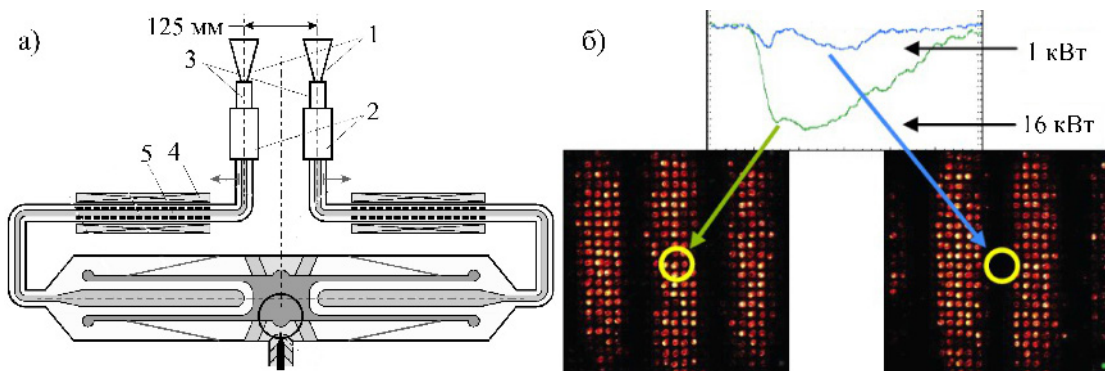


Рис. 5.18. а) Двухканальный СВЧ-генератор фазируемых импульсов 37 ГГц с мощностью 100 МВт в каждом канале и длительностью 2 нс: 1 — антенны; 2 — структуры ЛОВ; 3 —  $TM_{01}-TE_{11}$  модовые конверторы; 4 — катушки подмагничивания; 5 — ферриты. б) Картины интерференции двух волновых пучков на газоразрядной панели, различающиеся смещением фазы на  $\pi/2$ , и сигналы микроволнового детектора в фиксированной точке диаграммы.

ки фронта в одном из каналов на четверть периода колебаний (6.7 пс) при изменении поля подмагничивания на 0.3 кА/м.

Дальнейшее развитие этот подход получил в созданном в ИЭФ УрО РАН четырехканальном СИ ЛОВ генераторе на частоте 38 ГГц, Рис. 5.19 [A16, A17]. Блок-схема данного генератора в целом соответствует двухканальному генератору на основе СИ ЛОВ, Рис. 5.15 б). Идентичные высоковольтные импульсы в каждом канале с амплитудой 300 кВ обеспечивали скорость нарастания тока в диодах около 5 кА/нс, что было достаточно для фиксации фаз в каналах.

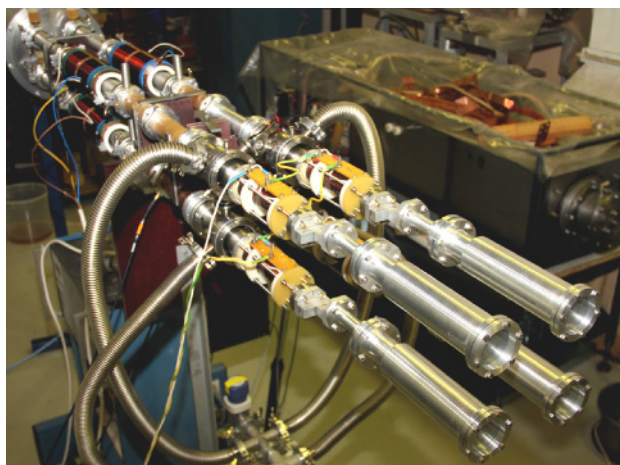


Рис. 5.19. Внешний вид четырех-канального СИ ЛОВ генератора на частоте 37 ГГц.

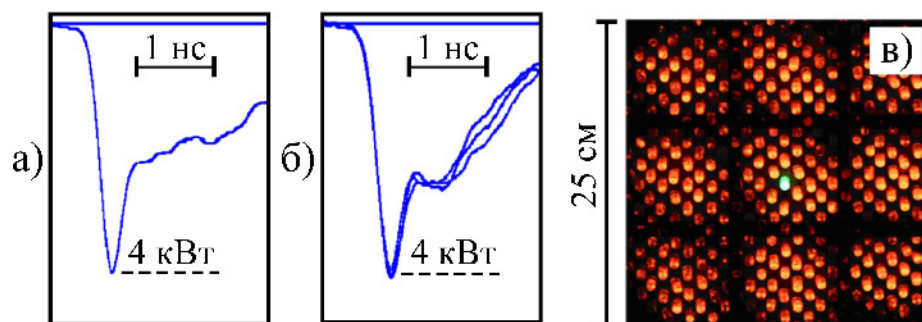


Рис. 5.20. а) Импульс сверхизлучения на СВЧ детекторе от одиночного СВЧ генератора. б) Три осциллограммы с СВЧ детектора при синфазной генерации в четырех каналах при ослаблении в измерительном канале в 16 раз. в) Интерференционная картина излучения на газоразрядной панели, расположенной на расстоянии 1.5 м от антенной решетки.

Стандартное отклонение фазы между каналами при синфазной генерации составляло около 2%. СВЧ детектор располагался в дальней зоне излучения. Сравнение сигналов с детектора, когда работает только один канал, Рис. 5.20 а), с синфазной генерацией всех четырех каналов, но с дополнительным 16-кратным ослаблением, Рис. 5.20 б), позволяет сделать вывод о 16-кратном возрастании плотности потока мощности излучения в максимумах интерференционной картины, Рис. 5.20 в). Полученная плотность потока мощности соответствует эквивалентному одиночному СВЧ генератору Ка-диапазона, имеющего рупорную антенну с близкой апертурой и выходной мощностью  $600 \text{ МВт} \times 4^2 \approx 10 \text{ ГВт}$ . На расстоянии 1 м от антенной решетки плотность потока мощности излучения достигала  $10 \text{ МВт/см}^2$ , что соответствовало напряженности электрического поля около  $140 \text{ кВ/см}$ , и превышало пробивное значение для воздуха ( $30 \text{ кВ/см}$ ). Однако для длительностей на уровне 200 пс достигнутые поля оставались ниже пороговых значений пробоя на таких временах.

#### 5.4. Выводы к пятой главе

Разработан подход по когерентному сложению мощных СВЧ импульсов от нескольких СВЧ генераторов при помощи контроля фазы в линиях за-

держки с ферритом за счет изменения поля подмагничивания. Показано, что наиболее эффективный для реализации управления фазой диапазон полей подмагничивания составляет от единиц до 20-40 кА/м. При этом динамика намагниченности на фронте ударной электромагнитной волны, распространяющейся по линии с ферритом с точки зрения уравнений является промежуточной между когерентным и некогерентным перемагничиванием. На макетах с нелинейными линиями с насыщенным ферритом продемонстрировано сложение излученных радиоимпульсов в фазе и в противофазе при использовании двух- и четырехканального массива нелинейных линий за счет изменения задержки высоковольтного импульса. В частности на двухканальном источнике реализована генерация на частоте около 1 ГГц, а на четырехканальном — около 2 ГГц. Достигнуто стандартное отклонение времени задержки между каналами на уровне нескольких пс. При синфазном сложении продемонстрировано возрастание плотности потока мощности излучения пропорционально квадрату числа каналов относительно одноканальной генерации. В импульсно-периодическом режиме реализовано управление диаграммой направленности излучения в четырехканальном источнике радиоимпульсов на нелинейных линиях в диапазоне углов около  $\pm 17^\circ$ . Продемонстрирована стабильность работы данного источника на частоте следования импульсов 1000 Гц без развития электрического пробоя и иснижения параметров излучения.

Продемонстрирована синфазная генерация в двухканальной макете на релятивистских лампах обратной волны на частоте 10 ГГц в режиме сверхизлучения и на частоте 37 ГГц в квазистационарном режиме (несколько сотен периодов). Показано, что управление фазой в релятивистской ЛОВ при изменении поля подмагничивания происходит за счет изменения длительности фронта высоковольтного импульса, падающего на вакуумный диод, и времени его задержки. Показана возможность в импульсно-периодическом режиме стабильно управлять разностью фаз между каналами, обеспечивая генерацию в фазе и в противофазе, что приводит к смещению соответствующей

интерференционной картины на газоразрядной панели. Реализован четырехканальный источник с синфазной генерацией в четырех СИ ЛОВ на частоте 38 ГГц. Достигнуто стандартное отклонение фазы между каналами при синфазной генерации на уровне около 2%. Продемонстрировано 16-кратное увеличение плотности потока мощности в дальней зоне излучения относительно одноканальной генерации.

## Заключение

В диссертационной работе представлены результаты по всестороннему исследованию процесса генерации мощных ВЧ импульсов в нелинейных линиях с насыщенным ферритом. Установлены оптимальные условия для достижения предельных энергетических параметров ВЧ генерации. Дано теоретическое обоснование наблюдавшимся в экспериментах закономерностям. На их основе созданы одноканальные источники мощных наносекундных радиоимпульсов с различной поляризацией излучения. Созданы двух- и четырехканальные источники мощных импульсов электромагнитного излучения на основе гироманнитных нелинейных линий и релятивистских ламп обратной волны с высокой стабильностью когерентного сложения полей в свободном пространстве.

С точки зрения характеристики излучения, получаемого в источниках на нелинейных линиях с насыщенным ферритом, можно сказать что оно занимает промежуточную нишу между СШП источниками излучения и электронными вакуумными приборами. В источниках СШП излучения на основе биполярных высоковольтных импульсов, формируемых при помощи газовых разрядников, высокая эффективность генерации достигается на частотах  $\sim 1$  ГГц. Электронные релятивистские приборы обычно обеспечивают генерацию в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Таким образом, генерация мощных наносекундных радиоимпульсов в дециметровом диапазоне длин волн, вместе с простотой конструкции, высоким ресурсом работы делает источники излучения на нелинейных линиях с насыщенным ферритом востребованными на сегодняшний день. А продолжение исследований по этому направлению в различных научно-исследовательских лабораториях мира говорит о их перспективности.

В заключение, автор выражает благодарность научному консультанту диссертационной работы д.ф.-м.н. Владиславу Владимировичу Ростову за по-

стоянное участие и поддержку. Автор признателен академику РАН Михаилу Ивановичу Яландину за переданный опыт проведения экспериментальных исследований и сотрудничество, а также академику РАН Геннадию Андреевичу Месяцу за внимание к работе. Автор считает своим приятным долгом поблагодарить:

К.т.н. Марата Рахметовича Ульмаскусова, к.т.н. Сергея Афанасьевича Шунайлова, к.т.н. Константина Анатольевича Шарыпова за плодотворное сотрудничество и дружескую поддержку.

Д.ф.-м.н. Владимира Ильича Кошелева за полезные консультации и внимание к работе, а также к.ф.-м.н. Юрия Анатольевича Андреева за проведение совместных работ.

Д.ф.-м.н. Игоря Валерьевич Пегеля за постоянную поддержку.

Виктора Олеговича Кутенкова, к.ф.-м.н. Владимира Юрьевича Конева, Олега Борисовича Ковальчука, Олега Петровича Кутенкова, Александра Николаевича Синякова, Константина Вадимовича Афанасьева, Ивана Константиновича Куркана, Любовь Петровну Жаркову, Павла Владимировича Припутнева, Павла Васильевича Выходцева, а также всех сотрудников Отдела физической электроники ИСЭ СО РАН — за помощь, сотрудничество и дружескую поддержку.

Автор отдает дань светлой памяти Александру Владимировичу Гунину, оказавшему огромную помощь и поддержку автору в проведении представленных в диссертации работ.

## **Список публикаций по теме диссертации с участием автора**

А1. Губанов В. П., Гунин А. В., Ковальчук О. Б., Кутенков В. О., Романченко И. В. и Ростов В. В. Эффективная трансформация энергии высоковольтных импульсов в высокочастотные колебания на основе передающей

- линии с насыщенным ферритом // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 13. С. 81–87.
- A2. Афанасьев К. В., Ковальчук О. Б., Кутенков В. О., Романченко И. В. и Ростов В. В. Формирование субнаносекундного фронта высоковольтных импульсов в коаксиальной линии с ненасыщенным ферритом // ПТЭ. 2008. № 3. С. 86–90.
- A3. Романченко И. В., Ростов В. В. Энергетические уровни колебаний в нелинейной передающей линии с насыщенным ферритом // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 7. С. 111–114.
- A4. Rostov V. V., Bykov N. M., Bykov D. N., Klimov A. I., Kovalchuk O. B. and Romanchenko I. V. Generation of Subgigawatt RF Pulses in Nonlinear Transmission Lines // Plasma Sci. IEEE Trans. on. 2010. Vol. 38. no. 10. Pp. 2681–2685.
- A5. Ельчанинов А. А., Климов А. И., Ковальчук О. Б., Месяц Г. А., Пегель И. В., Романченко И. В., Ростов В. В., Шарыпов К. А., Яландин М. И. Когерентное сложение мощности наносекундных релятивистских СВЧ-генераторов // ЖТФ. 2011. Т. 80. № 1. С. 125–130.
- A6. Rostov V. V., Elchaninov A. A., Romanchenko I. V., Yalandin M. I. A coherent two-channel source of Cherenkov superradiance pulses // Applied Physics Letters. 2012. Vol. 100. Pp. 224102(1–4).
- A7. Яландин М. И., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Шарыпов К. А., Шпак В. Г., Ростов В. В., Романченко И. В., Ельчанинов А. А., Климов А. И. Синфазные наносекундные релятивистские СВЧ-генераторы обратной волны диапазона 37 ГГц без электродинамической связи // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 20. С. 8–14.
- A8. Romanchenko I. V., Rostov V. V., Gubanov V. P., Stepchenko A. S., Gunin A. V., and Kurkan I. K. Repetitive Sub-gigawatt rf source based on gyromagnetic nonlinear transmission line // Review of Sci. Instr. 2012. Vol. 83. Pp. 074705(1–6).

- A9. Андреев Ю. А., Кошелев В. И., Романченко И. В., Ростов В. В., Сухушин К. Н. Генерация и излучение мощных сверхширокополосных импульсов с управляемым спектром // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 4. С. 337–347.
- A10. Ельчанинов А. А., Климов А. И., Романченко И. В., Ростов В. В., Педос М. С., Рукин С. Н., Шарыпов К. А., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Яландин М. И., Романченко И. В., Ельчанинов А. А., Климов А. И. Двухканальный релятивистский генератор встречной волны диапазона 8 мм с управляемой разностью фаз и мощностью 230 MW в канале // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 20. С. 49–56.
- A11. Sharypov K. A., El'chaninov A. A., Mesyats G. A., Pedos M. S., Romanchenko I. V., Rostov V. V., Rukin S. N., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ul'masculov M. R., and Yalandin M. I. Coherent summation of Ka-band microwave beams produced by superradiance backward wave oscillators // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. Pp. 134103(1–4).
- A12. Rostov V. V., El'chaninov A. A., Klimov A. I., Konev V. Yu., Romanchenko I. V., Sharypov K. A., Shunailov S. A., Ul'maskulov M. R., and Yalandin M. I. Phase Control in Parallel Channels of Shock-Excited Microwave Nanosecond Oscillators // Plasma Sci. IEEE Trans. on. 2013. Vol. 41. no. 10. Pp. 2735–2741.
- A13. Ростов В. В., Ельчанинов А. А., Романченко И. В., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Шарыпов К. А., Шпак В. Г., Рукин С. Н., Яландин М. И. Двухканальный генератор излучения 8-миллиметрового диапазона длин волн с импульсами субгигаваттного уровня // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 8-9. С. 525–543.
- A14. Romanchenko I. V., Rostov V. V., Gunin A. V., and Konev V. Yu. High power microwave beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines // Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 117. Pp. 214907(1–5).



- A15. Ulmaskulov M. R., Pedos M. S., Rukin S. N., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Yalandin M. I., Romanchenko I. V., and Rostov V. V. High repetition rate multi-channel source of high-power rf-modulated pulses // Review of Sci. Instr. 2015. Vol. 86. Pp. 074702(1–6).
- A16. Ginzburg N. S., Cross A. W., Golovanov A. A., Mesyats G. A., Pedos M. S., Phelps A. D. R., Romanchenko I. V., Rostov V. V., Rukin S. N., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Yalandin M. I., and Zotova I. V. Generation of electromagnetic fields of extremely high intensity by coherent summation of Cherenkov superradiance pulses // Physical Review Letters. 2015. Vol. 115. Pp. 114802(1–5).
- A17. Ginzburg N. S., Cross A. W., Golovanov A. A., Phelps A. D. R., Romanchenko I. V., Rostov V. V., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Yalandin M. I., and Zotova I. V. Coherent summation of emission from relativistic Cherenkov sources as a way of production of extremely high-intensity microwave pulses // Plasma Sci. IEEE Trans. on. 2016. Vol. 44. no. 4. Pp. 377–385.
- A18. Яландин М. И., Шарыпов К. А., Педос М. С., Романченко И. В., Ростов В. В., Рукин С. Н., Ульмаскулов М. Р., Шпак В. Г., Шунайлов С. А. Многоканальный генератор 8-миллиметрового диапазона длин волн на релятивистских лампах обратной волны со сдвинутыми частотами // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2015. Т. 59. № 8-9. С. 698–708.
- A19. Romanchenko I. V., Rostov V. V., Gunin A. V., and Konev V. Yu. Gyromagnetic RF source for interdisciplinary research // Review of Sci. Instr. 2017. Vol. 88. Pp. 024703(1–5).
- A20. Romanchenko I.V., Ul'maskulov M.R., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Shpak V.G., Yalandin M.I., Pedos M.S., Rukin S.N., Konev V. Yu., and Rostov V.V. Four channel high power rf source with beam steering based on gyromagnetic nonlinear transmission lines // Review of Sci. Instr. 2017. Vol. 88. Pp. 054703(1–6).

- A21. Mesyats G. A., Pedos M. S., Rukin S. N., Rostov V. V., Romanchenko I. V., Sadykova A. G., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ul'masculov M. R., Yalandin M. I. Formation of 1.4 MeV runaway electron flows in air using a solid-state generator with 10 MV/ns voltage rise rate // *Applied Physics Letters*. 2018. Vol. 112. Pp. 163501(1–5).
- A22. Жаркова Л. П., Романченко И. В., Большаков М. А., Ростов В. В. Влияние наносекундных ВЧ-импульсов на мембраны митохондрий // *Известия ВУЗов. Физика*. 2017. Т. 60. № 8. С. 46–49.
- A23. Rostov V. V., Romanchenko I. V., Gunin A. V., Pedos M. S., Rukin S. N., Sharypov K. A., Shunailov S. A., Ul'masculov M. R., and Yalandin M. I. Review of experiments on microwave beam steering in arrays of high-power oscillators by the control of voltage rise time // *Plasma Sci. IEEE Trans. on*. 2018. Vol. 46. no. 10. Pp. 3640–3647.
- A24. Romanchenko I. V., Rostov V. V. Frequency of high Power RF generation in nonlinear transmission lines with saturated ferrite // *Proc. of 16th International Symposium on High Current Electronics*. Tomsk, Russia. 2010. Pp. 521–524.
- A25. Rostov V. V., El'chaninov A. A., Romanchenko I. V., Yalandin M. I., and Mesyats G. A. Amplitude and phase control of superradiation pulses by the magnetic bias of saturated Ferrite // *Proc. Of 18 Int. IEEE Conf. Pulsed Power Plasma Science*. Chicago, USA. 2011. Pp. 647–652.
- A26. Romanchenko I. V. , Rostov V. V., Rukin S. N., Shunailov S. A., Sharypov K. A., Shpak V. G., Ul'masculov M. R., Yalandin M. I., and Pedos M. S. Advances in coherent power summation of independent Ka-band HPM oscillators. // *Proc. Of 18 Int. IEEE Pulsed Power Conf*. San Fransisco, USA. 2013. Pp. 1–6.
- A27. Romanchenko I. V., Rostov V. V., Klimov A. I., Kurkan I. K., Gunin A. V., Koshelev V. I., Sukhushin K. N., Andreev Yu. A., and Konev V. Yu. Effective irradiation on high-power RF pulses from gyromagnetic

- nonlinear transmission lines // Proc. Of 18 Int. IEEE Pulsed Power Conf. San Fransisco, USA. 2013. Pp. 1–5.
- A28. Romanchenko I. V., Konev V. Yu., Bolshakov M. A., Zharkova L. P., Gunin A. V. and Rostov V. V. Gyromagnetic RF source for interdisciplinary applications and its approbation on isolated liver mitochondria // Proc. Of 6th Euro-Asian Pulsed Power Conf. Lisbon, Portugal. 2016 Pp. 1–3.
- A29. Zharkova L., Romanchenko I., Bolshakov M., and Rostov V. Mitochondrial respiration inhibition after exposure to UWB pulses as a possible mechanism of antitumor action // Journal of Physics: Conf. Series. Vol. 830. 2017. Pp. 012010(1–4).
- A30. Romanchenko I. V., Pripitnev P. V., Rostov V. V. RF pulse formation dynamics in gyromagnetic nonlinear transmission lines // Journal of Physics: Conf. Series. Vol. 830. 2017. Pp. 012034(1–4).
- A31. Rostov V. V., Romanchenko I. V., Gunin A. V., Ul'maskulov M. R., Rukin S. N., Shunailov S. A., Sharypov K. A., and Yalandin M. I. Electronic steering of radiation beam by phase control in the arrays of uncoupled nonlinear transmission lines and Cherenkov-type HPM oscillators // Proc. Of 18 Int. IEEE Pulsed Power Conf. Brighton, UK. 2013. Pp. 1–6.
- A32. Zharkova L. P. , Romanchenko I. V., Buldakov M. A., Pripitnev P. V., Bolshakov M. A., Rostov V. V. Mitochondrial membrane permeability after nanosecond electromagnetic pulsed exposure // Proc. 20th Int. Symp. on High-Current Electronics. Tomsk, Russia. 2018. Pp. 158–161.
- A33. Sadykova A. G., Pedos M. S., Rukin S. N., Rostov V. V., Romanchenko I. V., Sadykov A. F., Sharypov K. A., Shpak V. G., Shunailov S. A., Ul'masculov, and Yalandin M. I. Formation of 1.4 MeV runaway electron flows in air // Proc. 20th Int. Symp. on High-Current Electronics. Tomsk, Russia. 2018. Pp. 204–208.
- A34. Romanchenko I. V., Rostov V. V., Ul'maskulov M. R., Sharypov K. A., Shunailov S. A., and Yalandin M. I. Nonlinear transmission lines in pulsed

power and applications // Proc. Of 7th Euro-Asian Pulsed Power Conf. Changsha, China. 2018. Pp. 381–384.

## Список литературы

1. Гапонов А. В., Островский Л. А., Фрейдман Г. И. Ударные электромагнитные волны (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. С. 1376–1413.
2. Гапонов А. В., Фрейдман Г. И. Об ударных электромагнитных волнах в ферритах // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 957–958.
3. Фрейдман Г. И. О зависимости структуры ударных волн в двухпроводных линиях передачи от дисперсионной характеристики системы в линейном приближении // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. С. 536–550.
4. Белянцев А. М., Гапонов А. В., Фрейдман Г. И. О структуре фронта ударных электромагнитных волн в линиях передачи с нелинейными параметрами // ЖТФ. 1965. Т. 35. С. 677–689.
5. Островский Л. А. О взаимодействии слабых сигналов с электромагнитными ударными волнами // Изв. вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. С. 833–837.
6. Гапонов А. В., Фрейдман Г. И. К теории ударных электромагнитных волн в нелинейных средах // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. С. 79–88.
7. Landauer R. Shock waves in nonlinear transmission lines and their effect on parametric amplification // IBM J. Res. Develop. 1960. Vol. 4. Pp. 391–401.
8. Хохлов Р. В. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6. С. 917–925.
9. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны. М. : Советское Радио,

1963. С. 152.
10. Фрейдман Г. И. Ударные электромагнитные волны в полосковом волноводе, заполненном ферритом // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. С. 276–284.
  11. Белянцев А. М., Гапонов А. В., Дауме Э. Я., Фрейдман Г. И. Экспериментальное исследование распространения электромагнитных волн конечной амплитуды в волноводах, заполненных ферритом // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1699–1710.
  12. Белянцев А. М., Дубнев А. И., Климин С. Л. и др. Генерация радиоимпульсов ударной электромагнитной волной в линии передачи с ферритом // ЖТФ. 1995. Т. 65. С. 132–142.
  13. Seddon N., Bearpark T. Observation of the Inverse Doppler Effect // Science. 2003. Vol. 302. Pp. 1537–1540.
  14. Белянцев А. М., Козырев А. Б. Влияние локальной дисперсии на переходные процессы при генерации высокочастотного излучения ударной электромагнитной волной // ЖТФ. 1998. Т. 68. С. 89–95.
  15. Белянцев А. М., Козырев А. Б. Особенности генерации высокочастотных колебаний ударной электромагнитной волной при ее синхронизме с обратной волной // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 78–83.
  16. Белянцев А. М., Козырев А. Б. Генерация высокочастотных колебаний фронтом ударной электромагнитной волны в связанных линиях передачи с аномальной и нормальной дисперсией // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 79–82.
  17. Козырев А. Б. Об особенностях формирования структуры ударной электромагнитной волны при ее одновременном синхронизме с несколькими волнами в связанных линиях передачи с разными типами дисперсии // ЖТФ. 2002. Т. 72. С. 134–136.
  18. Seddon N., Spikings C. R., Dolan J. E. RF pulse formation in nonlinear transmission lines // IEEE Pulsed Power Plasma Science Conference.

2007. Pp. 678–681.
19. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. М. : Атомиздат, 1963. С. 167.
  20. Петров В. А., Петров В. А., Эберль У. Высоковольтный магнитный генератор наносекундных импульсов // ПТЭ. 1979. № 1. С. 90–92.
  21. Weiner M., Silber L. Pulse sharpening effects in ferrites // *Magnetics, IEEE Transactions on*. 1981. Vol. 17. Pp. 1472–1477.
  22. Shvets V. A. Nonlinear multichannel pulse-sharpening line containing ferrite rings with nonrectangular hysteresis loop // *Intrum. Exp. Tech*. 1982. Vol. 25. Pp. 908–912.
  23. Seddon N., Thornton E. A high-voltage short rise-time pulse generator based on a ferrite pulse sharpener // *Rev. Sci. Instrum*. 1988. Vol. 59. Pp. 2497–2498.
  24. Мешков А. Н. Магнитные генераторы мощных наносекундных импульсов (обзор) // ПТЭ. 1990. № 1. С. 23–36.
  25. Dolan J. E. Simulation of ferrite-loaded coaxial lines // *Electronics Letters*. 1993. Vol. 29. Pp. 762–763.
  26. Dolan J. E., Bolton H. R. Length equation for ferrite-loaded high voltage pulse sharpening lines // *Electronics Letters*. 1998. Vol. 34. Pp. 1299–1300.
  27. Dolan J. E. Magnetic pulse compression in nonlinear transmission lines // *Electronics Letters*. 1999. Vol. 35. Pp. 1168–1169.
  28. Матвеев Ю. Г., Шведов Д. А. Коаксиальные линии с ферритовым заполнением для обострения фронтов импульсов высоковольтных наносекундных генераторов // ПТЭ. 2009. № 6. С. 39–44.
  29. Benson T. M., Pouladian-Kari R., Shapland A. J. Novel operation of ferrite loaded coaxial lines for pulse sharpening applications // *Electronics Letters*. 1991. Vol. 27. Pp. 861–863.
  30. Dolan J. E., Bolton H. R., Shapland A. J. Development of 60ps rise-

- time ferrite-loaded coaxial line // *Electronics Letters*. 1997. Vol. 33. Pp. 2049–2050.
31. Brooker C., Altieri N., Eastwood G. et al. 90kV 1800A 85ps rise time electromagnetic shock line for UWB applications // *Electronics Letters*. 1999. Vol. 35. Pp. 2210–2212.
  32. Dolan J. E. Simulation of shock waves in ferrite-loaded coaxial transmission lines with axial bias // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1999. Vol. 32. Pp. 1826–1831.
  33. Dolan J. E., Bolton H. R. Shock front development in ferrite-loaded coaxial lines with axial bias // *IEE Proc.-Si. Meas. Technol.* 2000. Vol. 147. Pp. 237–242.
  34. Seddon N., Dolan J. E. Radio frequency and microwave generator // *Int. Publication Number WO 2007/141576 A1*. 2007.
  35. Seddon N., Dolan J. E. Radio frequency and microwave signals // *U.S. Patent N 7 498 978 B2*. 2009.
  36. Chadwick S. J. F., Seddon N., Rukin S. A novel solid-state HPM source based on a gyromagnetic NLTL and SOS-based pulse generator // *Proceedings of the IEEE Pulsed Power Conference*. Chicago, IL. USA. 2011. Pp. 178–181.
  37. Bragg J.-W. B., Dickens J., Neuber A. Investigation into the temperature dependence of ferrimagnetic nonlinear transmission lines // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2012. Vol. 40. Pp. 2210–2212.
  38. Bragg J. B., Dickens J. C., Neuber A. A. Ferrimagnetic nonlinear transmission lines as high-power microwave sources // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. Vol. 41. Pp. 232–237.
  39. Bragg J.-W., III W. Sullivan, Mauch D. et al. All solid-state high power microwave source with high repetition frequency // *Rev. Sci. Instrum.* 2013. Vol. 84. P. 054703.
  40. Bragg J.-W., Dickens J., Neuber A. Material selection considerations for

- coaxial, ferrimagnetic-based nonlinear transmission lines // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. P. 064904.
41. Reale D., Bragg J.-W., Gonsalves N. et al. Magneto-electronics // *Rev. Sci. Instrum.* 2014. Vol. 85. P. 054706.
  42. Johnson J. M., Reale D. V., Cravey W. H. et al. Material selection of a ferrimagnetic loaded coaxial delay line for phasing gyromagnetic nonlinear transmission lines // *Rev. Sci. Instrum.* 2015. Vol. 86. P. 084702.
  43. Johnson J. M., Reale D. V., Krile J. T. et al. Characteristics of a four element gyromagnetic nonlinear transmission line array high power microwave source // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. Vol. 87. P. 054704.
  44. Ahn J.-W., Karelin S. Y., Kwon H.-O. et al. Exciting high frequency oscillations in a coaxial transmission line with a magnetized ferrite // *Journal of Magnetism*. 2015. Vol. 20, no. 4. Pp. 460–465.
  45. Karelin S. Yu. FDTD analysis of nonlinear magnetized ferrites: Simulation of oscillation forming in coaxial line with ferrite // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, no. 10. Pp. 873–882.
  46. Rangel E. G. L., Rossi J. O., Barroso J. J. et al. Practical constraints on nonlinear transmission lines for RF generation // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019. Vol. 47, no. 1. Pp. 1000–1016.
  47. Gunin A. V., Klimov A. I., Korovin S. D. et al. Relativistic X-band BWO with 3-GW output power // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1998. Vol. 26, no. 3. Pp. 326–331.
  48. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1991. С. 296.
  49. Fuks M., Shamiloglu E. Rapid start of oscillations in a magnetron with a "transparent" cathode // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 95. P. 205101.
  50. Benford J., Swegle J. A., Schamiloglu E. High power microwaves. Wiley-IEEE Press, 2007. P. 531.



51. Беличенко В. П., Буянов Ю. И., Кошелев В. И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. Новосибирск: Наука, 2015. С. 483.
52. Elliott B. J., Schaug-pettersen T., Shaw H. J. Pulsed Ferrimagnetic Microwave Generator // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. Pp. S400–S401.
53. Shaw H. J., Elliott B. J., Harker K. J., Karp A. Microwave Generation in Pulsed Ferrites // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37. Pp. 1060–1066.
54. Pound R. V. Microwave pulse generator // U.S. Patent No. 2 873 370. 1959.
55. Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И. Линейные индукционные ускорители. М. : Атомиздат, 1978. С. 387.
56. Губанов В. П., Гунин А. В., Ковальчук О. Б. и др. Эффективная трансформация энергии высоковольтных импульсов в высокочастотные колебания на основе передающей линии с насыщенным ферритом // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 35, № 13. С. 81–87.
57. Stöhr J., Siegmann H. C. Magnetism. Springer Berlin Heidelberg, 2006. P. 838.
58. Gyorgy E. M. Rotational model of flux reversal in square loop ferrites // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28. Pp. 1011–1015.
59. Landau L., Lifshitz E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Physik. Z. Sowjetunion. 1935. Vol. 8. Pp. 153–169.
60. Gilbert T. L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field // Phys. Rev. 1955. Vol. 100. P. 1243.
61. Gilbert T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials // IEEE Trans. Mag. 2004. Vol. 40. Pp. 3443–3449.
62. Kikuchi R. On the minimum of magnetization reversal time // J. App. Phys. 1956. Vol. 27. Pp. 1352–1357.
63. Gyorgy E. M. Modified rotational model of flux reversal // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. Pp. 1709–1712.

64. Gyorgy E. M. Rotational model of flux reversal in square loop soft ferromagnets // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. P. 283.
65. Gillette P. R., Oshima K. Magnetization reversal by rotation // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. Pp. 529–530.
66. Mallinson J. C. On damped gyromagnetic precession // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23. Pp. 2003–2004.
67. Yamasaki F. S., Schamiloglu E., Rossi J. O., Barroso J. J. Simulation studies of distributed nonlinear gyromagnetic lines based on LC lumped model // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. Vol. 44, no. 10. Pp. 2232–2239.
68. Yamasaki F. S., Rossi J. O., Barroso J. J. et al. Operation analysis of a novel concept of RF source known as gyromagnetic line // Proc. SB-MO/IEEE MTT-S Int. Microw. Optoelectron. Conf. (IMOC). Aguas de Lindoia, Brazil. 2017. Pp. 1–4.
69. Leblond H. The reductive perturbation method and some of its applications // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2008. Vol. 41, no. 4. P. 043001.
70. Топтыгин И. Н. Современная электродинамика. Часть 2. Теория электромагнитных явлений в веществе. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2005. С. 848.
71. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. М. : Физматлит, 2010. С. 296.
72. Duffing G. Erzwungene Schwingungen bei Veranderlicher Eigenfrequenz. F. Vieweg u. Sohn, 2007.
73. Moon F. C., Holmes P. J. A magnetoelastic strange attractor // Journal of Sound and Vibration. 1979. Vol. 65. Pp. 275–296.
74. Moon F. C., Holmes P. J. Addendum: A magnetoelastic strange attractor // Journal of Sound and Vibration. 1980. Vol. 69. P. 339.
75. Washimi H., Taniuti T. Propagation of ion-acoustic solitary waves of small amplitude // Phys. Rev. Lett. 1966. Vol. 17. Pp. 996–998.
76. Nakata I. Nonlinear electromagnetic waves in a ferromagnet // J. Phys.

- Soc. Japan. 1991. Vol. 60, no. 1. Pp. 77–81.
77. Bass F. G., Nasonov N. N. Nonlinear electromagnetic-spin waves // Physics Reports. 1990. Vol. 189, no. 4. Pp. 165–223.
78. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М. : Физматлит, 1994. С. 464.
79. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М. : Физматлит, 1960. С. 406.
80. Ведерко А. В., Дубровская О. Б., Маркченко В. Ф., Сухоруков А. П. О солитонах с малым числом периодов во времени или пространстве // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 1992. Т. 33, № 3. С. 4–20.
81. Feng Z., Gao G., Cui J. Duffing–van der Pol–type oscillator system and its first integrals // Communications on Pure and Applied Analysis. 2011. Vol. 10. Pp. 1377–1391.
82. Feng Z., Chen G., Hsu S.-B. A qualitative study of the damped duffing equation and applications // Discrete and Continuous Dynamical Systems - B. 2006. Vol. 6, no. 5. Pp. 1097–1112.
83. Chanteur G., Raadu M. Formation of shocklike modified Korteweg-de Vries solitons: Application to double layers // The Physics of Fluids. 1987. Vol. 30, no. 9. Pp. 2708–2719.
84. Бикбаев Р. Ф. Об ударных волнах в одномерных моделях с кубической нелинейностью // ТМФ. 1993. Т. 97, № 2. С. 191–212.
85. Bikbaev R. F. Shock Waves in the Modified Korteweg-de Vries-Burgers Equation // J. Nonlinear Sci. 1995. Vol. 5. Pp. 1–10.
86. Kotlyarov V., Minakov A. Modulated elliptic wave and asymptotic solitons in a shock problem to the modified Korteweg-de Vries equation // J. Phys. A: Math. Theor. 2015. Vol. 48. Pp. 305201(1–35).
87. Polyanin A. D., Nazaikinskii V. E. Handbook of Linear Partial Differential Equations for Engineers and Scientists. Second edition. Chapman and Hall/CRC, 2016. P. 1609.

88. Mesyats G. A., Korovin S. D., Gunin A. V. et al. Repetitively pulsed high-current accelerators with transformer charging of forming lines // *Laser and Particle Beams*. 2003. Vol. 21, no. 2. Pp. 197–209.
89. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1967. Т. 10, № 9-10. С. 1414–1453.
90. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1978. Т. 21, № 7.
91. Вайнштейн Л. А., Клеев А. И. Кооперативное излучение электронов-осцилляторов // *Докл. АН СССР*. 1990. Т. 311, № 4. С. 862–866.
92. Eltchaninov A. A., S. D. Korovin V. V. Rostov, Pegel I. V. et al. Production of short microwave pulses with a peak power exceeding the driving electron beam power // *Laser and Particle Beams*. 2003. Vol. 21. Pp. 187–196.
93. Getzlaff M. *Fundamentals of magnetism*. Springer, 2010. P. 388.
94. Prinz G. A. *Magnetoelectronics* // *Science*. 1998. Vol. 282, no. 5394. Pp. 1660–1663.
95. Belomyttsev S. Ya., Rostov V. V., Romanchenko I. V. et al. Magnetically insulated coaxial vacuum diode with partial space-charge-limited explosive emission from edge-type cathode // *Journal of Applied Physics*. 2016. Vol. 119, no. 2. P. 023304.
96. Быков Н. М., Климов А. И. Отчет по проекту РФФИ № 07-08-00651а. 2008.
97. Taylor J. D. *Introduction to ultra-wideband radar systems*. CRC Press, 1995. P. 670.
98. Federal Communications Commission. *Revision of Part 15 of the Commission's Rules Regarding Ultra-Wideband Transmission Systems.*, 2002.
99. IEC 61000-2-13 Ed. 1.0. *Electromagnetic compatibility (EMC). Part 2–13:*

- Environment – High power electromagnetic (HPEM) environments. 2005.
100. Ul'maskulov M. R., Shunailov S. A., Sharypov K. A. et al. Coherent summation of radiation from four-channel shock-excited RF source operating at 4 GHz and a repetition rate of 1000 Hz // IEEE Trans. Plasma Sci. 2017. Vol. 45, no. 10. Pp. 2623–2628.
  101. Ul'maskulov M. R., Shunailov S. A., Sharypov K. A. et al. Compact generator of a 10-GHz, deep-modulated high-voltage pulses based on gyromagnetic nonlinear transmission lines and the RADAN driver // Proc. Of 7th Euro-Asian Pulsed Power Conf. Changsha, China. 2018. Pp. 376–380.
  102. Афанасьев К. В., Быков Н. М., Губанов В. П. и др. Импульсно-периодический источник мощного когерентного электромагнитного излучения 8-см диапазона с наносекундной длительностью импульсов // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 21. С. 23–28.
  103. Месяц Г. А., Яландин М. И. Пикосекундная электроника больших мощностей // УФН. 2005. Т. 175, № 3. С. 225–246.

# Приложение А

## Методика измерений

Большинство экспериментальных результатов, представленных в настоящей диссертации, получено при анализе осциллограмм напряжения высоковольтных импульсов, бегущих по коаксиальной линии. Методика измерения напряжения высоковольтных импульсов в коаксиальных линиях хорошо разработана, временное разрешение датчиков напряжения может достигать пикосекундного диапазона длительностей [103]. Тем не менее недостатком высокочастотных датчиков является их относительно узкая полоса. Эта проблема становится критической для регистрации импульсов, рассматриваемых в данной диссертации, когда на медленный питающий импульс накладывается высокочастотная компонента. В данном случае необходим датчик с полосой от десятков МГц до единиц ГГц. Поэтому в экспериментах были применены три различных датчика, каждый из которых имеет свои плюсы и минусы. Для удобства ссылок к тому или другому датчику в диссертации введены условные названия для них: *чип*, *зонд* и *линия*.

### **Чип**

Данный датчик представляет собой емкостный делитель напряжения, в коаксиальный съем которого впаян коаксиальный чип-резистор. Сопротивление чип-резистора на порядок превышает волновое сопротивление измерительного кабеля, что позволяет на порядок увеличить время разрядки измерительной емкости. Общий вид конструкции датчика представлен на Рис. А.1.

Верхняя пластина конденсатора с емкостью  $C$  имеет диаметр 18 мм и припаяна к высокочастотному  $478\Omega$  чип-резистору компании Vishay (ММА 0204 HF), помещенному в  $50\Omega$  измерительный кабель. Сопротивление чип-резистора не изменяется вплоть до 2 ГГц, как следует из Рис. А.1. Емкость

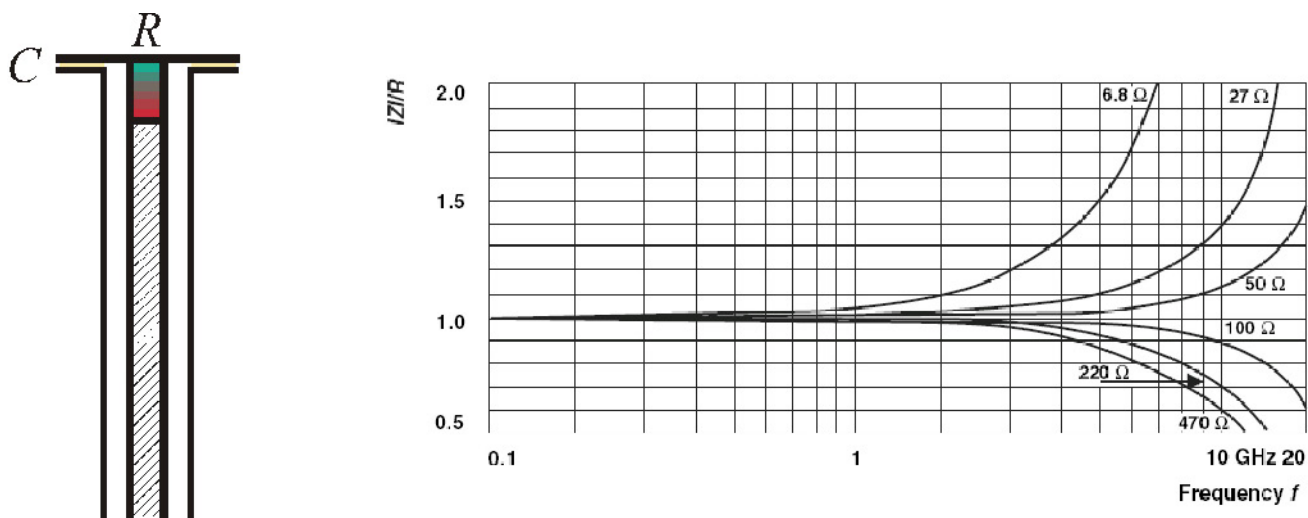


Рис. А.1. Устройство датчика и импеданс чип-резистора

200 пФ достигается за счет применения слоя слюды. Так что время разрядки емкости через сопротивление  $RC \approx 100$  нс достаточно велико для измерения 9 нс импульса. Последовательное емкостное и резистивное деление высоковольтного импульса дает ослабление  $\sim 78$  дБ, как показано на Рис. А.2.

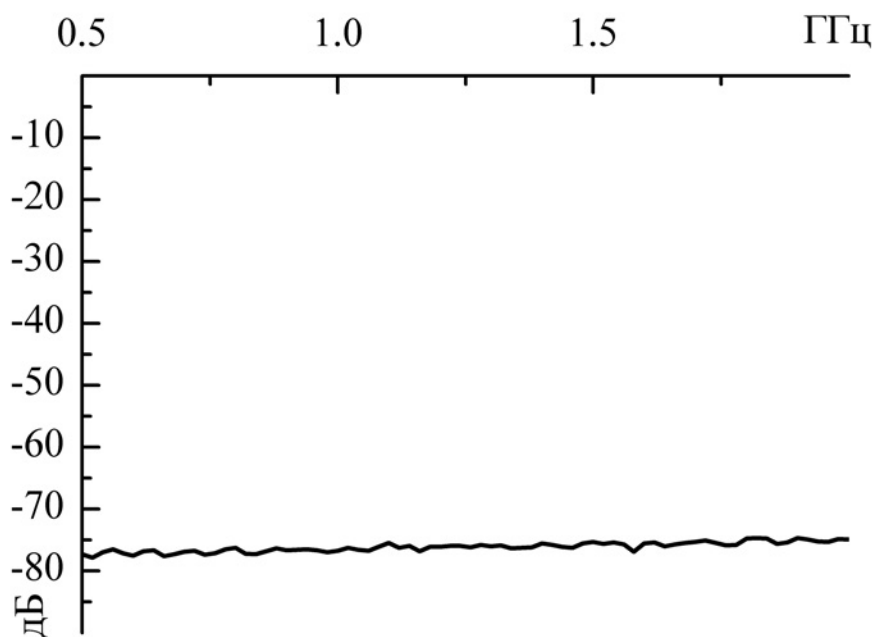


Рис. А.2. Частотная зависимость ослабления делителя с чип-резистором

Представленная зависимость была получена при использовании анализатора цепей Agilent 8719ET. Схема калибровки показана на Рис. А.3. В этом методе гармонический сигнал от анализатора цепей подавался на 50-омный

N-коннектор.

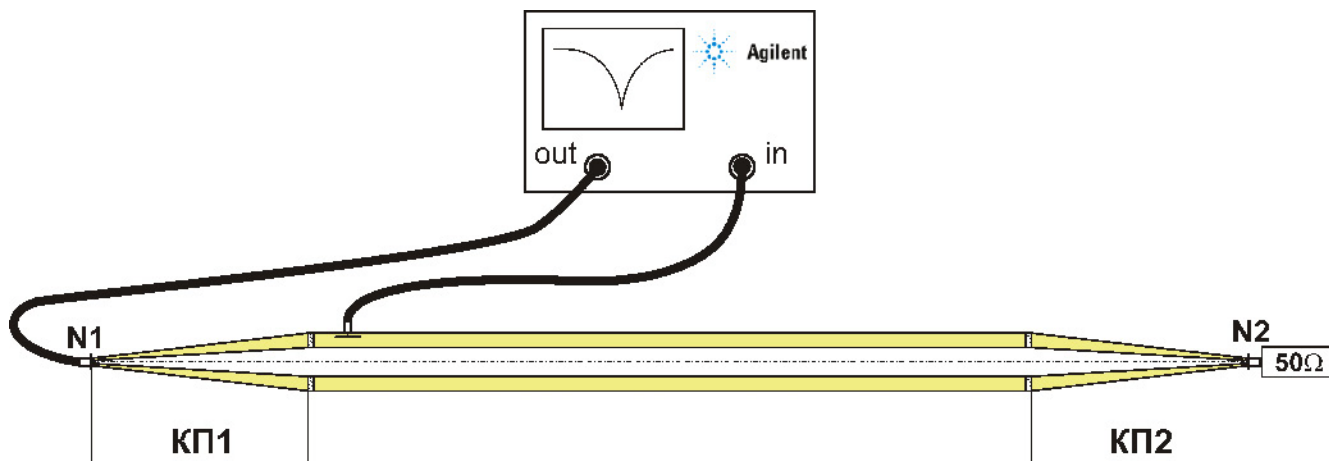


Рис. А.3. Схема калибровки датчиков напряжения

Импеданс передающей линии с трансформаторным маслом, в которую встроены датчики, составлял  $50\Omega$ , поэтому конусный переход (КП) от N-коннектора к передающей линии представляет собой волновой трансформатор. Длина конусных переходов составляла 300 мм. Этой длины оказалось достаточно, чтобы обеспечить хорошее согласование в широком диапазоне частот, как это следует из Рис. А.4.

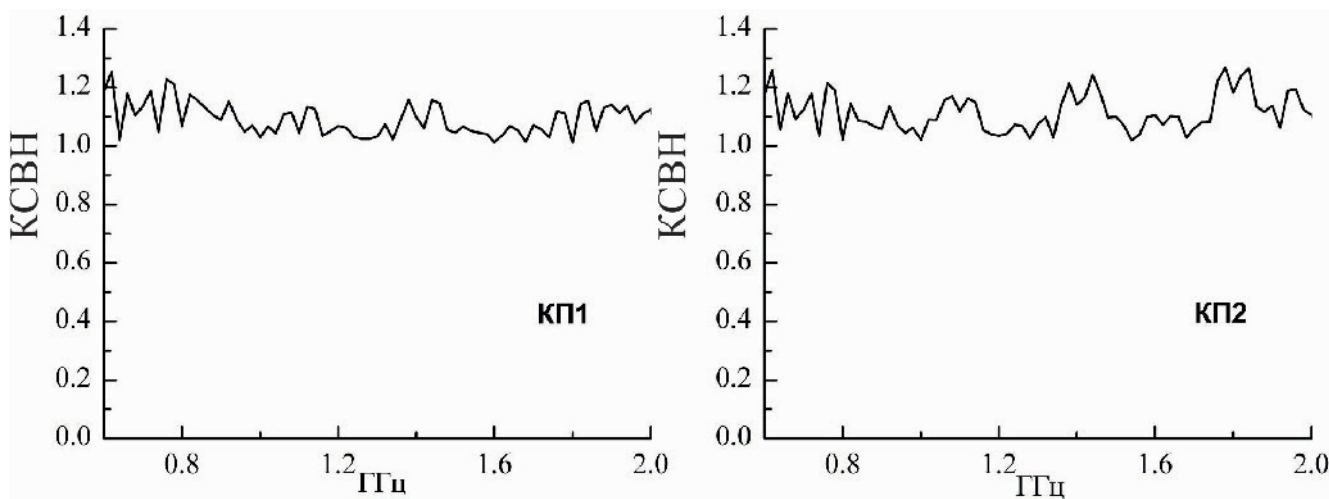


Рис. А.4. КСВН конусных переходов

Значение коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) не превышает 1.2 в диапазоне частот от 600 МГц до 2 ГГц, что соответствует отражению по энергии  $< 1\%$ . Таким образом можно утверждать что калибровка выполнена с хорошей точностью.



## Зонд

Устройство зонда представляет собой обрыв коаксиала измерительного тракта. На Рис. А.5 приведен чертеж зонда.

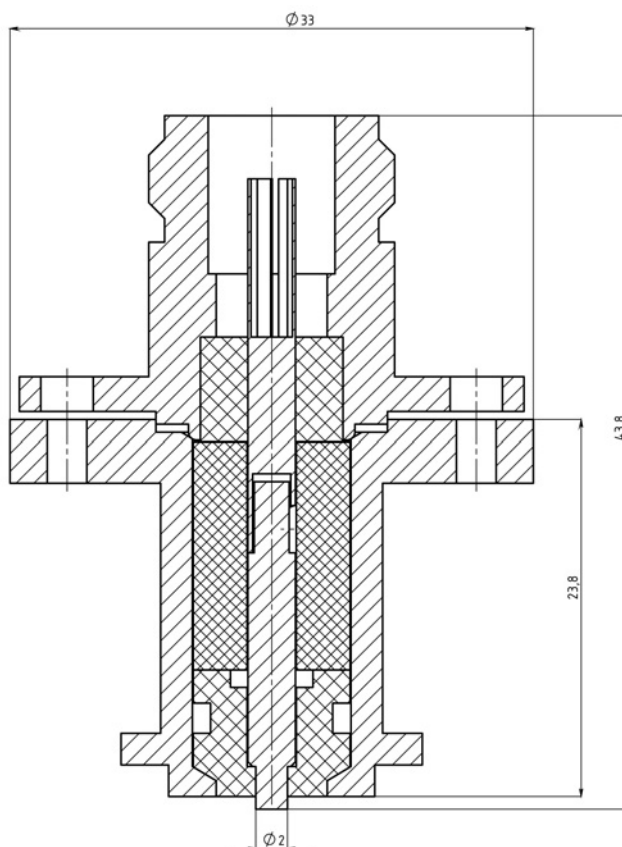


Рис. А.5. Устройство зонда

Зонд измеряет производную высоковольтного сигнала в соответствии с уравнением:

$$U_{\text{зонд}} = \rho C \frac{dU}{dt}, \quad (\text{A.1})$$

где  $\rho$  —  $50\Omega$  импеданс измерительной линии, а  $C$  — емкость между внутренними проводниками измерительной и высоковольтной линий. Для гармонического сигнала с частотой  $f$  уравнение (А.1) приводит к соотношению:

$$\left| \frac{U_{\text{зонд}}}{U} \right| = 2\pi f \rho C. \quad (\text{A.2})$$

Эта величина, измеренная при помощи анализатора цепей, показана на Рис. А.6 в зависимости от частоты.

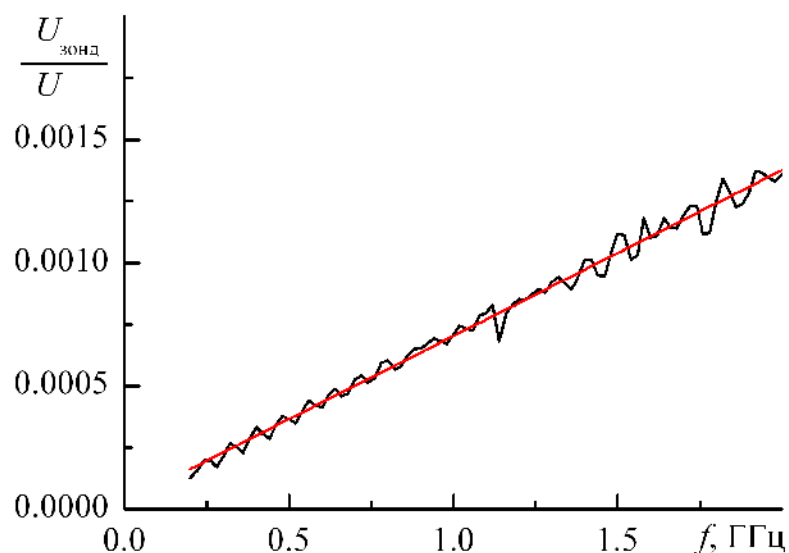


Рис. А.6. Частотная характеристика зонда

Линейная аппроксимация, соответствующая Рис. А.6, дает значение  $\rho C \approx 0.11$  пс, что позволяет использовать следующую формулу для расчета истинного сигнала:

$$U(t) = \frac{1}{\rho C} \int_0^t U_{\text{зонд}} dt' \quad (\text{А.3})$$

### Линия

Этот датчик основан на использовании отрезка передающей линии, помещенного в высоковольтную линию, как показано на Рис. А.7

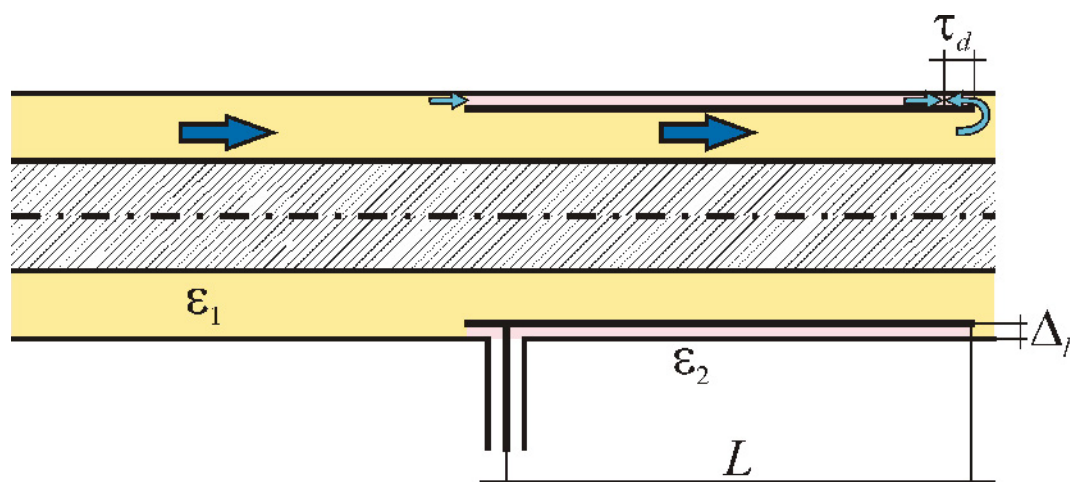


Рис. А.7. Устройство датчика на передающих линиях

Искусственная коаксиальная линия образована двусторонне фольгиро-

ваным фторопластом толщиной  $\Delta_l = 0.16$  мм и проницаемостью  $\epsilon_2 = 2.6$ . Длина отрезка составляет  $L = 160$  мм. Деление высоковольтного импульса в комбинированной линии происходит в соответствии с импедансами передающей и искусственной линий. Но время пробега в трансформаторном масле с восприимчивостью  $\epsilon_2 = 2.2$  меньше, чем во фторопласте. На всей длине отрезка сигнал во фторопласте отстает на  $\tau_d \approx 140$  пс, что приводит к нескомпенсированной зарядке искусственной линии с противоположной стороны с обратным знаком. Но этот эффект проявляется только для длительностей фронтов  $\tau_r$ , сравнимых с  $\tau_d$ . Искажение амплитуды сигнала находится на уровне  $\tau_d/\tau_r$ . Нескомпенсированный заряд достигает точки съема сигнала через 1.7 нс, что соответствует двойному пробегу электрического сигнала по искусственной линии. Таким образом, рассматриваемый датчик позволяет без искажения измерять сигналы длительностью 1.7 нс, что оказывается полезным для измерения амплитуды первого колебания сигналов, представленных в настоящей диссертации.

### Короткий симметричный вибратор

Схематический чертеж короткого симметричного вибратора показан на Рис. А.8

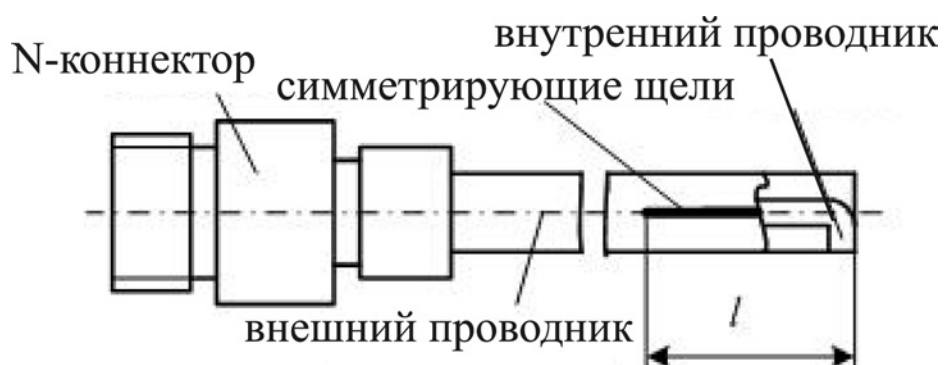


Рис. А.8. Конструкция короткого симметричного вибратора

Вибратор основан на коаксиальной линии с диаметрами 7 и 3 мм и импедансом 50 Ом. Во внешнем проводнике входной коаксиальной части вибратора расположены две симметрирующие щели. Вибратор также имеет

гнездо N-коннектора. Длина симметрирующих щелей  $l$  составляет около четверти резонансной длины вибратора и может варьироваться, чтобы подобрать подходящую эффективную поглощающую поверхность вибратора. Измерение эффективного сечения вибратора представлено на Рис. А.9

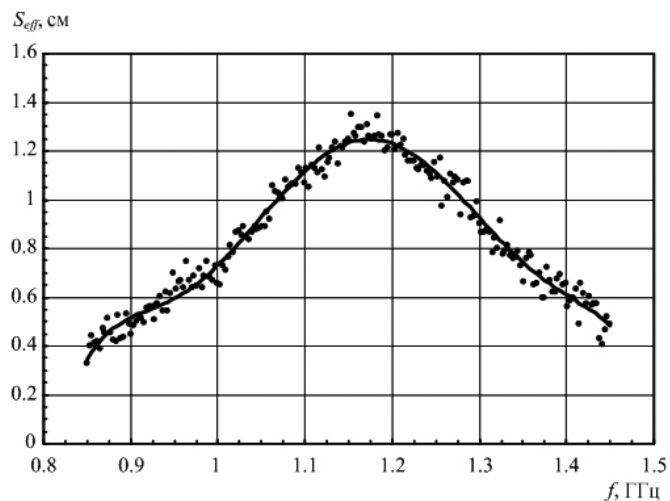


Рис. А.9. Зависимость эффективного сечения симметричного вибратора от частоты

При расчете мощности сигнала использовалось значение эффективного сечения вибратора на центральной частоте излучения.