1947 г. УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК Т. XXXIII, вып. 3

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РАДИОВОЛН *)

В. В. Мигулин

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 353
I. Общие замечания 357
II. Определение интерференции радиоволн и методы её наблюдения . . 362
III. Рассмотрение различных вариантов радиоинтерференции 371
1. Случай одного источника излучения 371
2. Радиоинтерферометры с несколькими источниками излучения . . 378
3. Интерференционные наблюдения при переменной частоте излучения 399
4. Интерференция модулированных колебаний 409
IV. Интерференционные измерения скорости распространения радиоволн вдоль земной поверхности 415
Заключение 436

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные волны, возбуждаемые колебаниями, частоты которых ниже $3 \cdot 10^{10}$ пер/сек, обычно носят название радиоволн. Длина этих распространяющихся в пространстве электромагнитных волн соответственно измеряется величинами от 1 *см* и выше. Практически радиоволны с длиной волны, большей 30 000 *м*, не используются, и эту величину, соответствующую частоте 10^4 пер/сек, можно считать длинноволновой границей радиодиапазона. Могут быть получены и радиоволны, обладающие длиной волны, меньшей 1 *см*, но пока ещё они не нашли практического применения.

Захватывая столь широкий участок диапазона частот, радиоволны, разумеется, представляют собой лишь частный случай электромагнитного излучения, наряду с инфракрасным излучением, рентгеновскими лучами и видимым светом. Поэтому законы, управляющие их поведением, соответственно вытекают из общих законов электромагнитного поля, так же как и разработанная со всей возможной полнотой теория оптических волн. Но, имея дело с радиоволнами, мы встречаемся с такими масштабами временных и пространственных измерений, которые весьма значительно отличают явления от явлений оптических.

*) Статья представляет собой сокращённую и несколько переработанную докторскую диссертацию автора, защищённую им в марте 1945 г. в Физическом Институте АН СССР.

Уже в 1938 г. акад. Л. И. Мандельштам в своём докладе на сессии Академии Наук СССР, говоря о применении интерференционных методов к изучению распространения радиоволн, обратил внимание на то существенно новое, что вносит различие масштабов в теорию радиоволн по сравнению с оптикой.

Там указывалось, что колоссальное различие временных, пространственных и энергетических масштабов заставляет нас при рассмотрении радиоволн, исходя из тех же основных положений теории электромагнитного поля, что и при построении оптических теорий, учитывать многие из таких факторов, которые в оптике могли быть совершенно справедливо оставляемы без внимания. Основной пространственный масштаб — длина волны — в области радиоволн становится подчас одного порядка, а то и больше, нежели интересующие нас расстояния и линейные размеры. Использование излучателей значительных линейных размеров (в соответствии с длиной волны), возможность энергетически поддерживать незатухающие колебания элементарных вибраторов и ряд других особенностей заставляют при теоретическом рассмотрении радиоволн итти другими путями, нежели в оптике, и получать новые соотношения, рассмотрение которых в оптике было бы лишено физического смысла.

Это относится к теории распространения радиоволн, теории излучения, вопросам пространственного распределения интенсивности излучения, к вопросам приёма и индикации их и ко многим другим вопросам.

Различия очень велики и вполне оправдывают возникновение и существование специальных разделов физики (радиофизика) и техники (радиотехника), посвящённых электромагнитным колебаниям и волнам радиочастот.

Дифракция рентгеновских лучей в кристаллической решётке, их проникновение через многие вещества, непрозрачные для оптических лучей, — явления, присущие только данному диапазону, только масштабам, свойственным физике рентгеновских лучей.

Существование переменной фазовой скорости вблизи излучателя или вблизи границы раздела двух сред — явления, которые могут быть легко наблюдаемы лишь в области достаточно длинных электромагнитных волн — радиоволн, где они могут иметь также и существенное практическое значение.

Но наряду с этим не следует забывать и об общей природе оптических и радиоволн. Любое явление, присущее одному из типов электромагнитных волн, должно существовать также и в области других частот — других длин волн, облекаясь, быть может, лишь в иные формы или приобретая иные черты вследствие различия в масштабах.

Явление оптической интерференции впервые наблюдалось Р. Бойлем и Р. Гуком (ньютоновы кольца) в XVII в. Основные принципы интерференции были уже установлены Т. Юнгом в 1802 г. Вначале

наблюдения интерференционных явлений служили преимущественно целям доказательства волновой природы света. Позднее и в настоящее время приборы для осуществления интерференции оптических волн — оптические интерферометры — употребляются для измерения длин волн, точного сравнения длин, в спектроскопии и т. д. Очевидно, что и в области радиоволн мы должны встречаться с интерференционными явлениями, имеющими общие физические основания с явлениями оптической интерференции.

Но своеобразный, отличный от оптики способ создания радиоволн, а в особенности совсем новые, по сравнению с оптикой, методы наблюдения и индикации, опирающиеся на специфические масштабы радиоволн, придают радиоинтерференционным явлениям совершенно особый характер, резко отличающий их от оптических.

Явление интерференции радиоволн в последние годы нашло многочисленные применения как для разрешения ряда вопросов, касающихся распространения радиоволн, так и для весьма важных практических целей. Достаточно указать на такие применения, как радиодальномеры, фазовая пеленгация, ряд систем фазовых радиомаяков, радиоальтиметры, радиоинтерференционные методы в геодезии и навигации, чтобы оценить всю важность этого явления для физики и практики *).

На протяжении последних лет ряд работ советских авторов школы академиков Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси и некоторые работы иностранных авторов **) были посвящены различным научным и практическим вопросам радиоинтерференции.

Цикл работ, проводившихся под руководством академиков Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси по разработке и применению радиоинтерференции, выдвинул советскую радиофизику на первое место в мировой науке в деле исследования распространения радиоволн.

Как известно, эти блестящие работы Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси были удостоены Сталинской премии первой степени ***).

Различные варианты радиоинтерферометров явились тем экспериментальным средством, с помощью которого удалось совершенно надёжно, с точностями, превосходящими всё то, что может быть достигнуто другими методами, полностью дать ответ на вопрос о содержании теории распространения радиоволн вдоль земной поверхности в части, касающейся скорости и фазовой структуры электромагнитного поля радиоволн. Так, например, в значительной степени

*) Многие из этих специальных вопросов успешно разрешаются советскими исследователями, но мы здесь не можем их рассматривать.

**) Соответствующие ссылки на отдельные работы будут даны в дальнейшем при анализе конкретного материала.

***) Основные результаты этого цикла работ изложены в сборнике „Новейшие исследования распространения радиоволн“ 1945 г., под редакцией Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси.

благодаря применению радиоинтерференции, можно считать вполне доказанной неприменимость концепции плоских неоднородных волн Ценнека по отношению к реальным радиоволнам, возбуждаемым излучателем, находящимся на земной поверхности.

Однако эти важные выводы не были до сих пор сделаны в полной мере с использованием всех тех количественных данных, которые содержатся в наших ранних публикациях. Поэтому представляется достаточно важным, ещё раз вернувшись к этому вопросу, произвести возможно более последовательный анализ полученных результатов с целью наиболее полного установления не только качественных, но и количественных данных по вопросу о создании правильной теории распространения радиоволн.

При этом использованы материалы, полученные автором посредством применения различных вариантов радиоинтерференционной методики (изложенные в ряде публикаций). Но все эти варианты радиоинтерферометров так же, как и радиоинтерферометры, описываемые другими авторами, вместе с рядом хорошо известных явлений в области радиоволн, имеют одну общую природу — используют явление интерференции радиоволн.

Поэтому все радиоинтерферометры, разработанные для различных целей, в конечном счёте объединяются между собой и с оптическими интерферометрами общностью самого явления интерференции. Подобный подход позволяет с единой точки зрения рассмотреть действие различных радиоинтерферометров, установив их родство как между собой, так и с оптическими интерферометрами, и выяснить области возможного применения каждого из них.

Такой общий подход к радиоинтерференции, по нашему мнению, должен позволить более полно оценить всю специфичность данного явления, связанную со своеобразием методов его создания и наблюдения; специфичность, которая так же, как и для вопросов распространения, даёт все основания для выделения радиоинтерференции в особую категорию явлений, нуждающихся в специальном рассмотрении и своей экспериментальной методике. При этом представляет бесспорный интерес рассмотрение основных определений и свойств радиоинтерференции, а также методов её наблюдения.

Эти методы для диапазона радиоволн не ограничиваются, как в оптике, измерениями интенсивности и, включая в себя другие способы индикации, несравненно богаче оптических, вследствие чего чрезвычайно расширяется круг изучаемых и используемых явлений, имеющих интерференционную природу.

Это обстоятельство делает особенно важным установление тех принципов, на которых основывается наблюдение радиоинтерференции, так как именно особенностями явления интерференции в области радиоволн и специфическими методами её наблюдения и определяется осуществимость различных радиоинтерферометров, разбору действия которых посвящена третья глава.

В данной статье, на примерах уже осуществлённых и лишь предлагаемых радиоинтерферометров, рассматриваются различные пути осуществления и использования радиоинтерференции для разрешения ряда научных и практических задач и проводится их сопоставление с некоторыми оптическими примерами. Систематический анализ методики и результатов, полученных в ряде работ по применению радиоинтерференции, позволяет оценить их с общей точки зрения, а также дать оценку возможностей и целесообразности применения радиоинтерференции и отдельных типов радиоинтерферометров для разрешения различных задач.

Рассмотрение различных радиоинтерферометров и полученных результатов проводится на основе представления об интерференции как об явлении, которое характеризуется не только интенсивностью, но и формой результирующего колебания, образованного в результате взаимодействия или суперпозиции исходных колебаний, прошедших различные пути и пришедших в точку наблюдения с различными временными сдвигами.

В четвёртой главе даётся анализ вопроса о скорости распространения радиоволн вдоль земной поверхности. Этот вопрос, имеющий принципиальное значение в ряде проблем, возникающих при использовании радиоволн для пеленгации, навигации, измерения расстояний и пр., смог найти своё экспериментальное разрешение лишь благодаря применению радиоинтерферометров различных типов.

Использование радиоинтерференции позволило однозначно установить, какая из существовавших теоретических концепций является справедливой. Разрешение этого вопроса представляет собой работу, имеющую весьма большое принципиальное значение, и являет собой пример чрезвычайно ценного применения радиоинтерференции для решения существенной научной задачи. Здесь анализируются полученные и в значительной мере уже опубликованные результаты, позволившие, на основании известных теоретических положений, дать количественное сопоставление расчётных данных с результатами эксперимента.

Статья не содержит подробного описания методики и техники тех радиоинтерференционных опытов, которые дали ответ на поставленные вопросы. Эти материалы имеются в цитируемых в тексте работах. Представлялось существенным лишь дать анализ всей задачи и показать, с помощью каких радиоинтерференционных устройств она могла быть разрешена.

I. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В каждой точке пространства, заполненного двумя распространяющимися волнами, имеет место наложение двух колебаний, и при выполнении определённых требований в отношении частот обоих колебаний надо ожидать, что в различных точках этого простран-

ства будет наблюдаться ослабление или усиление колебаний. Явление, определяемое подобным образом в оптике, носит название интерференции.

Заметим, что ещё Рэлей в работе «Волновая теория света» указал на некоторое несоответствие между самим термином «интерференция» и физической сущностью данного явления. Рэлей указывает, что этот термин предусматривает наличие взаимодействия, взаимного влияния, в то время как указанное явление в чистом виде для своего существования требует применимости принципа суперпозиции, так, чтобы исходные волновые процессы могли протекать совершенно независимо друг от друга. При этом колебания и соответствующие им волны, удовлетворяющие условиям, необходимым для получения интерференции, называются когерентными, а источники подобных колебаний, соответственно, когерентными источниками. Пространственное распределение точек с различной интенсивностью колебаний или, в оптике, соответствующих различной силе света, образует то, что называется интерференционной картиной. При этом для того чтобы можно было говорить об интерференции, необходимо, чтобы интерференционная картина была неподвижной или по крайней мере перемещалась со скоростью, допускающей её наблюдение. Мы приводим здесь эти определения, имеющиеся в любом учебнике оптики, для того, чтобы, исходя из них, подвергнуть сравнительному рассмотрению основные свойства источников оптических и радиоволн с точки зрения их применения для создания интерференционных явлений.

Очевидно, что понятие когерентности служит для сравнительной характеристики различных излучений, и если эти излучения получены путём разделения по различным путям колебаний, испускаемых одним источником, мы будем автоматически получать когерентные излучения при условии, что выполнены определённые требования в отношении разности длин путей для разделённых лучей *). Эти последние требования связаны с понятием монохроматичности каждого данного источника излучения, понятия, характеризующего для данного излучателя близость испускаемых им колебаний к чисто гармоническим.

Само собой разумеется, что и вопросы когерентности различных излучателей, и вопросы монохроматичности каждого излучения в отдельности могут быть проанализированы лишь при достаточном знании механизма, лежащего в основе процессов излучения для излучателей различных типов.

В основу классической теории, рассматривающей явления излучения и особенности спектрального состава светового излучения, кладётся элементарный вибратор — колеблющийся диполь.

Согласно этой теории предполагается, что излучающие диполи совершают свободные колебания, причём энергию, идущую на воз-

*) Предполагается, что длины путей остаются постоянными.

буждение этих колебаний, они получают от электрических или тепловых процессов, протекающих в излучающем теле. Но, даже если отвлечься от ряда факторов, влияющих на характер колебательного процесса элементарных вибраторов, наличие излучения связано с затуханием, которое, вызывая уклонение формы колебаний от чисто гармонической, обусловливает практически полное прекращение колебания за время порядка 10^{-8} секунды.

Только на протяжении этого промежутка времени мы, имея дело с двумя однородными атомами, находящимися в одинаковых условиях, могли бы наблюдать неподвижную интерференционную картину как результат излучения этих двух отдельных атомов — двух независимых источников. Однако свет приобретает поддающуюся измерению интенсивность благодаря тому, что, во-первых, одновременно излучает большое число вибраторов и, во-вторых, процесс затухания немедленно вновь сменяется очередным возбуждением. Эти обстоятельства тесно связаны со статистической природой оптических источников света. В каждом данном статистическом излучателе мы не имеем непрерывного простого гармонического закона колебаний, а имеем последовательность колебаний, всякий раз начинающихся со своей фазы. Хотя каждое из этих колебаний и чрезвычайно близко к гармоническому (логарифмический декремент затухания порядка 10^{-7}), абсолютная продолжительность жизни каждого колебательного состояния столь мала, что при смене начальной фазы по закону случая полностью исключается возможность наблюдения интерференции при независимых источниках света, т. е. независимые источники света принципиально некогерентны.

Таким образом, некогерентность независимых источников оптического излучения связана со статистичностью самой их природы.

Здесь следует сделать одно замечание.

Говоря о статистической природе световых излучателей, мы молчаливо предполагаем, что взаимодействие между элементарными излучателями отсутствует. Только при этом условии мы имеем право рассматривать световое излучение как статистическую совокупность отдельных независимых процессов и применять те законы статистики, которые основаны на применении закона случая к отдельным элементарным процессам.

В том случае, когда взаимодействием между отдельными элементарными излучателями становится невозможно пренебрегать, мы должны отказаться от статистического рассмотрения процесса излучения.

В этом и состоит переход к излучателям конечных размеров, типа имеющих место, например, в радиотехнике, в которых отдельные элементарные излучатели совершают уже согласованные колебания, взаимно связанные общими электрическими и магнитными силами. Для подобных излучателей конечных размеров отдельные их точки, которые могут рассматриваться как элементарные излучатели,

испускают уже когерентные колебания. В результате интерференции этих когерентных излучений отдельных точек образуется общее излучение, обладающее определённой направленностью, характерной для данной формы всего излучающего тела. Если для светового излучения мы могли говорить о принципиальной некогерентности света, испускаемого различными точками одного и того же светящегося тела, то в случае размеров излучающего тела, сравнимых с длиной волны, это утверждение теряет силу, и вообще становится возможным говорить о всём теле как об одном излучателе.

Когда мы переходим к радиоволнам, то первое, на что следует обратить внимание, — это использование не статистических, а единичных излучателей. Управляемые общими электрическими силами электрические заряды в радиотехнических излучающих системах совершают организованные колебания, так что, с точки зрения применяемых в этом случае макроскопических масштабов, вся система представляет собой как бы один вибратор.

Второе принципиально важное обстоятельство заключается в том, что возбуждение колебаний радиоволнового излучателя обычно происходит не один раз за длинный ряд испускаемых колебаний, а в течение каждого периода вибратору сообщается дополнительная энергия, покрывающая расход на излучение и потери. При этом поступление энергии в стационарном режиме (незатухающие колебания) представляет собой непрерывный процесс, находящийся в динамическом равновесии с расходом энергии на излучение и потери.

Заметим, что искровая станция, с точки зрения механизма возбуждения, с большим приближением может быть уподоблена оптическому излучателю, с той лишь разницей, что в искровой радиостанции каждый колебательный процесс затухает значительно быстрее (в масштабе периода колебаний), что влечет за собой несравненно большую естественную ширину соответствующей спектральной линии испускания. Это обстоятельство исключает возможность наблюдения радиоинтерференции для независимых искровых излучателей. Однако в дальнейшем мы будем иметь дело лишь с генераторами незатухающих колебаний, так что все дальнейшие рассуждения будут относится к излучателям, испускающим незатухающие радиоволны, для которых отпадает вопрос об естественной ширине линии, вызываемой в оптике наличием затухания каждого ряда колебаний вследствие излучения.

Если пренебречь побочными факторами, которые могут вызвать нерегулярные уклонения от строгой периодичности, для радиоволн мы, имея дело с незатухающими колебаниями, получаем бесконечно узкую спектральную линию, сопровождаемую более или менее резко выраженными высшими гармоническими компонентами.

Поэтому в области радиоволн мы встречаемся лишь с факторами, подобными тем, которые в оптике вызывают дополнительное расши-

рение линий, уже имеющих естественную ширину (Допплер-эффект, столкновения, электрические и магнитные поля). Эти причины в области радиочастот в основном сводятся к термическим флюктуациям в лампах и колебательных цепях, в особенности в каскадах, генерирующих колебания.

Вопрос о ширине спектральной линии, соответствующей излучению колебаний, генерируемых автоколебательной системой с катодной лампой, проанализирован в работе И. Л. Берштейна[1], получившего для размытости частоты величину порядка 10^{-9}. Заметим, что и все последующие каскады, за счет флюктуаций значений параметров колебательных цепей и, в особенности, резонансных контуров, способны вносить дополнительную размытость частоты, вызывая быстрые изменения фазовых сдвигов или формы колебаний, не меняя среднего значения частоты, понимаемой как число колебаний в единицу времени. (При этом должны рассматриваться достаточно большие промежутки времени, включающие значительное число периодов.)

Упомянутые особенности источников радиоволн вносят определённое своеобразие в характер излучаемых колебаний и позволяют считать для каждого излучателя начальный фазовый сдвиг постоянным и вполне определённым. Это кардинальным образом отличает излучатели радиоволн от оптических излучателей и обеспечивает когерентность любых независимых излучателей при совпадении частот испускаемых ими колебаний *).

Однако практическая невозможность обеспечить в течение длительного времени точное совпадение частот независимых излучателей делает невозможным и в области радиоволн получение неподвижной интерференционной картины.

Правда, достижимая точность поддержания радиочастот в пересчёте на временные масштабы позволяет настолько приблизиться к длительному совпадению частот колебаний, испускаемых различными источниками, что в случае радиоволн правильнее говорить не о принципиальной невозможности получения интерференции, а лишь о неудобствах, связанных с изменением интерференционной картины во времени.

В этом смысле может быть целесообразно было бы говорить об интерференции только тогда, когда получающаяся интерференционная картина неподвижна. Наличие этого требования привело бы и для радиоволн к принципиальной невозможности получения интерференции от двух независимых излучателей, так как очевидно, что постоянство первичных фазовых сдвигов при абсолютном совпадении частоты излучаемых колебаний может быть достигнуто лишь посредством введения дополнительного синхронизирующего канала. Это же эквивалентно оптическому случаю разделения по двум различным путям излучения, испускаемого одним источником.

*) Случай целочисленного соотношения частот будет нами рассмотрен позднее.

Каждый данный излучатель или, вернее, каждое данное излучение может быть охарактеризовано степенью монохроматичности, характеризующей близость формы колебаний к синусоидальному.

Для независимых источников очевидно, что неидеальная монохроматичность реальных источников служит одной из основных причин, обусловливающих отсутствие когерентности. Для колебаний же, испущенных одним излучателем, степень монохроматичности будет определять ту максимальную разность хода, которая допустима для получения ещё наблюдаемой интерференционной картины. Это обстоятельство, очевидно, полностью сохраняет свою силу как для оптики, так и для радиоволн, так что соотношения, связывающие ширину спектральной линии или относительную размытость частоты с длиной когерентности, применимы также и в области радиочастот. Но если оценить количественно те допустимые разности хода для радиоинтерференции, которые соответствуют размытости частоты автогенератора радиочастот, то, пользуясь данными, полученными И. Бернштейном [1], получаем соотношение

$$L \cong 1{,}95 \cdot 10^8 \lambda,$$

из которого даже для самых коротких радиоволн получаются столь большие значения L — длины когерентности, что они выводят нас за рамки осуществимых экспериментов.

II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РАДИОВОЛН И МЕТОДЫ ЕЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Принятое в оптике определение интерференции, пространственного распределения колебательной энергии при одновременном распространении в данном пространстве двух или более когерентных волновых процессов, обусловливается основным, если не единственным, методом наблюдений — измерением силы света посредством измерения величины потока энергии. Для плоской монохроматической волны этот поток энергии равен

$$|I| = |S| = cW,$$

где S — вектор Пойнтинга и W — плотность энергии электромагнитного поля, усреднённая за достаточно большой промежуток времени.

Определяя величину W как $W = \frac{\varepsilon}{4\pi} E^2$, мы видим, что измеряемая величина пропорциональна квадрату амплитуды колебания. Именно исходя из нелинейности индикатора, в оптике и выводятся основные законы интерференций. При этом учитывается, что измерение потока энергии представляет собой измерение величин, получившихся в результате усреднения по интервалу времени, достаточно большому по сравнению с периодом колебания.

Для двух интерферирующих волн результирующая интенсивность:

$$I = I_1 + I_2 + I_{12},$$

где $I_{12} = 2E_1E_2$ — интерференционный член, величина которого определяется выражением

$$I_{12} = 2(a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3)\cos\delta.$$

Здесь a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3 — соответственно амплитуды x, y, z составляющих обоих колебаний в данной точке и δ — разность фаз обоих колебаний *).

Однако следует иметь в виду, что эти соотношения получены для единичных монохроматических колебаний. Реальный же свет даже при максимальной теоретически достижимой монохроматичности представляет собой статистический процесс — совокупность ряда элементарных колебаний, каждое из которых начинается с произвольной фазы.

Это обстоятельство приводит к тому, что наблюдаемая интенсивность представляет собой не только результат усреднения по времени, но также и суммирования по всему числу колебательных процессов, составляющих общее излучение.

Для случая радиоволн мы, как правило, имеем дело с единичными колебаниями, что приближает задачу амплитудной индикации для радиоинтерференции к указанному выше идеальному случаю монохроматических волн и приводит к тому, что при использовании индикации по интенсивности применяются такие нелинейные приборы (чаще всего квадратичные), которые позволяют вести усреднение наблюдаемого эффекта лишь по времени.

Более простая природа волнового процесса для случая радиоволн позволяет в качестве индикаторов при наблюдении радиоинтерференции использовать также и линейные приборы, служащие для измерения амплитуды результирующего колебательного процесса в данной точке пространства, возникающего в результате простой суперпозиции интерферирующих колебаний. (В качестве подобного прибора может быть использован, например, катодный осциллограф.) Этот результирующий колебательный процесс, как известно, для случая сложения гармонических колебаний имеет амплитуду

$$A = \sqrt{\Sigma a_k^2 + 2\sum_{i}\sum_{k} a_i a_k \cos(\theta_i - \theta_k)},$$

где $2\sum_{i}\sum_{k} a_i a_k \cos(\theta_i - \theta_k)$ представляет собой интерференционный член, определяющий пространственное распределение амплитуды результирующего колебания в зависимости от имеющейся в каждой

*) См., например, М. Борн „Оптика" или другой учебник волновой оптики.

точке пространства разности фаз $\delta_{ik} = \theta_i - \theta_k$ между интерферирующими колебаниями.

Предположим теперь, что в данном объёме существуют два когерентных колебания, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях, причём разность фаз между этими колебаниями изменяется от точки к точке пространства, оставаясь постоянной во времени. В этом случае мы не будем иметь пространственного распределения ни амплитуд, ни интенсивностей результирующего колебания. Интерференция в оптическом определении этого явления будет отсутствовать. В пространстве будет иметь место лишь распределение поляризационного состояния результирующего колебания при равномерном распределении энергии колебаний по всему пространству.

Но радиотехнические устройства позволяют разделить операции улавливания (приёма) электромагнитных колебаний и их индикацию, а при приёме раздельно принимать колебания, имеющие взаимно перпендикулярную поляризацию. Если для данного случая применить подобный раздельный приём каждого из двух колебаний и лишь с выходов этих приёмников подавать колебания на общий индикатор, то подобное устройство даст вполне определённое пространственное распределение показаний индикатора, связанных с разностью фаз исходных колебаний в точках наблюдения.

Заметим, что описанная операция раздельного приёма исходных колебаний с последующей подачей их на общий индикатор, вообще говоря, для случая двух колебаний со взаимно перпендикулярной поляризацией эквивалентна приведению обоих колебаний к одной поляризации, что может быть осуществлено и с помощью оптических приборов.

Таким образом, в области радиоволн мы встречаемся с легко реализуемой возможностью преобразования пространственного трёхмерного колебания в одномерный колебательный процесс — колебания тока или напряжения в проводниках. Эта возможность преобразования колебаний из многомерных в одномерные и обратно даёт радиотехнике возможность осуществления чрезвычайного разнообразия интерференционных опытов. В оптической интерференции линейная суперпозиция интерферирующих колебаний даёт пространственное распределение амплитуды результирующего колебания. Для радиоволн возможно такое явление, когда в пространстве образуется некоторое распределение не амплитуды, а формы колебания (в упомянутом выше примере — поляризации), и тогда, если регистрирующее устройство может принять раздельно оба интерфирирующих луча, то совместный индикатор покажет различную интенсивность при перемещении всего устройства из одной точки пространства интерференции в другую.

В этом случае процесс взаимодействия интерферирующих колебаний переносится в регистрирующее устройство, в отличие от оп

тики, где индикатор должен лишь регистрировать уже имеющийся в пространстве результат суперпозиции интерферирующих колебаний.

Можно различить следующие случаи интерференции двух когерентных волн, обладающих совпадающими частотами и пришедших в точку наблюдения по различным путям:

1) Поляризация обеих интерферирующих волн одинакова. В результате суперпозиции образуется пространственное распределение амплитуды результирующего колебания, или, что то же самое, пространственное распределение интенсивностей. Для случая радиоволн это распределение может быть изучаемо с помощью или линейного индикатора-резонатора (например, линейный резонатор или приёмник-усилитель с катодным осциллографом), либо нелинейным прибором (тепловой прибор, катодный вольтметр и пр.), подобно тому, как это имеет место в оптике.

Такого рода явления, совершенно аналогичные оптическим интерференционным явлениям, широко используются в радиотехнике, например в практике создания разнообразных диаграмм направленности сложных систем передающих антенн.

2) Совпадая по частоте, обе волны линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. В пространстве, через каждую точку которого проходят два подобных ряда волн —пространстве интерференции —образуется пространственное распределение различных состояний поляризации, зависящее от разностей хода обоих колебаний в каждой точке пространства интерференции.

3) Промежуточный случай. Для совпадающих частот при произвольном поляризационном состоянии обеих интерферирующих волн в пространстве интерференции будет иметь место пространственное распределение и амплитуд, и поляризационного состояния результирующего колебания, образовавшегося в результате суперпозиции обеих волн.

Эффект, наблюдаемый одним нелинейным (энергетическим) или линейным индикатором, будет выражен тем более слабо, чем ближе данный случай подходит к случаю 2. Раздельный же приём обоих интерферирующих колебаний и в этом случае обеспечивает возможность изучения пространственного распределения особенностей колебательного состояния результирующего процесса.

Хотя обычные излучатели радиоволн — антенны — излучают, как правило, линейно поляризованные волны, условия их распространения (вдоль земной поверхности или в ионосфере) на пути от излучателя до приёмника таковы, что весьма часто распространяющаяся волна приобретает эллиптическую поляризацию, и совершенно естественно встретиться с интерференцией двух подобным образом поляризованных лучей. В этом случае можно рассматривать порознь интерференцию плоско поляризованных компонент, лежащих в двух

взаимно перпендикулярных плоскостях, и затем, суммируя результаты, получить те же возможности для осуществления интерференции, как и для линейно поляризованных волн.

Заметим, что вполне раздельный приём двух волн может быть осуществлён лишь в том случае, если колебания одной частоты проходят в точку наблюдения или с резко различных направлений, или со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации.

До сих пор считалось само собой разумеющимся, что обе интерферирующие волны имеют совпадающие частоты. Рассмотрим теперь случай, когда частоты интерферирующих волн различны. Если колебания имеют соизмеримые частоты, то различие в разностях хода и вызываемые этим различные взаимные фазовые сдвиги между колебаниями в различных точках пространства интерференции будут давать в результате суперпозиции интерферирующих колебаний в каждой точке этого пространства свою форму результирующего колебательного процесса, имеющего период, равный наименьшему кратному периодов обоих интерферирующих колебаний. Это явление также целесообразно называть интерференционным, так как здесь закон пространственного распределения формы результирующего колебания определяется разностью хода интерферирующих колебаний. При этом в функции этой разности хода форма результирующего колебания периодически повторяется.

Для несоизмеримых частот обоих интерферирующих колебаний результирующий процесс в любой точке пространства будет непериодическим, и поэтому теряется возможность говорить о его форме в том смысле, как мы говорим о форме периодического колебания. И если можно говорить о фазе каждого из интерферирующих колебаний, то понятие разности фаз теряет свой смысл с точки зрения возможности его определения как некоторой величины, определяющей в данной точке форму результирующего периодического колебания.

Для колебаний соизмеримых частот форма результирующего колебательного процесса определяется временным сдвигом одного колебания по отношению к другому относительно некоторого условного начала отсчёта времени. Выражая этот временной сдвиг в масштабе периода одного из исходных колебаний, можно, следуя Е. Я Щёголеву, говорить о разности фаз между колебаниями с соизмеримыми частотами [2].

В своей работе Щёголев вводит подобное определение и приводит ряд примеров и способов определения этой «разности фаз». Можно было бы, конечно, вести наблюдения непосредственно за формой результирующего колебания в различных точках пространства интерференции (например, с помощью осциллографа с временной развёрткой). Но это не так удобно, тем более, что интерпретация подобных наблюдений сильно затруднена зависимостью вида результирующего колебания не только от фазовых соотноше-

ний, но и от соотношений амплитуд интерферирующих волн. Поскольку основным параметром, определяющим положение интерференционной картины, являются соответствующие каждой точке пространства интерференции временные сдвиги одного колебания по отношению к другому, наиболее эффективным способом наблюдения будет тот, который позволяет измерять непосредственно этот временной сдвиг—разность фаз интерферирующих колебаний.

В то время как все приемы, основанные на вторичных явлениях, сводились или к наблюдениям результирующего колебания (например, осциллографирование его формы) или к действию нелинейного устройства под влиянием этого результирующего процесса (см., например, работу Любченко [3], в которой описан подобный способ определения разности фаз колебаний соизмеримых частот *), непосредственное измерение фазового сдвига, представляющееся наиболее желательным, требует для своего осуществления раздельного приема обоих интерферирующих колебаний и подачи их раздельно на некоторый фазометр. Эти соображения в полной мере относятся как к случаю соизмеримых, так и к случаю совпадающих частот интерферирующих колебаний.

Здесь необходимо упомянуть об одном приеме, исключительно упрощающем измерение разности фаз колебаний радиочастот. Речь идет о замене измерений разности фаз непосредственно высокочастотных колебаний (соответствующих изучаемым волнам) измерениями т о й ж е разности фаз между колебаниями сколь угодно пониженной частоты.

Этот прием основан на одновременном синхронном гетеродинировании обоих сравниваемых колебаний в двух независимых смесителях и сравнении разности фаз между полученными колебаниями разностной частоты [4,5], которая может быть сделана сколь угодно низкой (например, в области звуковых частот).

При гетеродинировании в преобразователях (смесителях) происходит выделение комбинационных тонов с полной фазой, представляющей собой линейную комбинацию (например, разность) полных фаз исходных колебаний и колебаний общего гетеродина.

Если фазы исследуемых колебаний $\omega t + \Phi_1$ и $\omega t + \Phi_2$, а фаза колебаний гетеродина $\omega_0 t + \Theta$, то при квадратичном преобразовании выделяемые разностные тона будут иметь фазы $\Omega t + \Phi_1 - \Theta$ и $\Omega t + \Phi_2 - \Theta$, где $\Omega = \omega + \omega_0$, а разность фаз этих преобразованных колебаний будет попрежнему $\Psi = \Phi_1 - \Phi_2$.

Если при этом Ω настолько мало, что частоты ω и ω_0 могут одновременно находиться в пределах полосы пропускания приемника, то может производиться одновременный прием изучаемых

*) Заметим, что нелинейное устройство, выделяя комбинационные тона, являющиеся гармоническими компонентами результирующего колебания, позволяет обследовать пространственное распределение их амплитуд

колебаний и колебаний от местного гетеродина на любой тип подходящего по диапазону приёмника с последующим выделением разностного тона в детекторном каскаде приёмника.

Использование этого принципа позволяет применять высокочувствительные приёмники супергетеродинного типа и, избегнув специфических трудностей, связанных с необходимостью оперировать с высокой частотой, применять в качестве фазометров устройства, надёжно функционирующие при низких частотах.

В работе Гросскопфа[6] приведено, например, описание целого устройства, основанного на указанном принципе, для измерения разностей фаз радиоволн в широком диапазоне частот, с автоматической регистрацией разности фаз и её изменений для любого интервала этих изменений *).

В настоящее время существует значительное число различных приборов для измерения разностей фаз (называемых обычно фазометрами), и было бы чрезвычайно затруднительно произвести подробный разбор их типов. Но бесспорно, что наиболее употребительные простые и точные из существующих систем фазомегров основаны на применении катодных осциллографов. Наблюдение за величиной разности фаз двух колебаний и её изменениями с помощью катодного осциллографа производится или посредством получения фигур Лиссажу (см. упомянутую работу Е. Щёголева[3]), или с помощью других приёмов, например, как это указано в статье Ниженуиса[8], где измерение основано на круговой развёртке, создаваемой одним из сравниваемых колебаний, и модуляции яркости получаемого изображения с помощью другого колебания. В этом случае расположение частей окружности с различной яркостью позволяет прямо в угловых единицах отсчитывать измеряемую разность фаз в масштабе периода того колебания, которое создаёт круговую развёртку. Существуют также и другие системы фазометров, основанные на электродинамическом принципе, на применении компенсационных схем, соединённых с фазвращателями, и др.

При этом большинство упомянутых схем разработано для случая одной и той же частоты и требует в случае различных частот предварительного преобразования колебаний к одной общей частоте. Но любой из фазометров при измерении величины разности фаз может позволить определить её лишь с точностью до некоторой постоянной величины, которая является целым числом определенной доли общего периода (периода результирующего колебания.) Например, для равных частот измерение величины разности фаз может быть произведено с точностью до значения $\pm n2\pi$, для соотношения частот два к трём — с точностью до $\pm n\pi$ и т. д.

*) В работе Чаман Лал[7] аналогичный приём использован для определения угла падения небесной волны.

Отметим, что указанная неоднозначность в определении величины разности фаз не имеет места при определении изменения разности фаз, и здесь при непрерывном отсчёте показаний прибора точность измерения определяется исключительно точностью самого фазометра.

Учитывая все сделанные ранее замечания, мы называем радиоинтерференционными явлениями явления, связанные с возникновением стационарного или медленно меняющегося пространственного распределения амплитуды или формы колебаний при одновременном наличии в каждой точке данного пространства нескольких распространяющихся электромагнитных колебаний.

Форма результирующего колебания, его поляризационное состояние или амплитуда в каждой данной точке пространства интерференции определяются величиной временно́го запаздывания одного колебания по отношению к другому. Этот временно́й сдвиг, образующий в масштабе периодов колебаний их фазовые сдвиги, в оптической интерференции обычно характеризуется так называемой разностью хо́да:

$$\Delta L = L_1 - L_2 = c\int\limits_{S_1}^{A}\frac{ds}{v(s)} - c\int\limits_{S_2}^{A}\frac{ds}{v(s)} = \int\limits_{S_1}^{A} n_s ds - \int\limits_{S_2}^{A} n_s ds,$$

где соответственно L_1 и L_2 — так называемые оптические длины путей интерферирующих колебаний при распространении их от источников S_1 и S_2 (или одного источника) до точки наблюдения A, $n_s = \frac{c}{v(s)}$ — показатель преломления на пути распространения данного колебания.

Оптическая длина пути представляет собой то расстояние, которое может быть пройдено колебанием, распространяющимся со скоростью c за время τ действительного распространения от S к A:

$$L = c\tau \qquad \text{где } \tau = \int\limits_{S}^{A}\frac{ds}{v(s)}.$$

Для гармонического колебания, распространяющегося от некоторого источника, в точке наблюдения мы будем иметь для колебательного движения выражение вида

$$f = u(x, y, z)\, e^{i[\omega t - \Phi(x, y, z)]},$$

которое должно являться решением волнового уравнения.

Не интересуясь пространственным распределением амплитуды колебания, задаваемым функцией $u(x, y, z)$, мы будем в основном иметь дело со скалярной функцией $\Phi(x, y, z)$.

Всё выражение $[\omega t - \Phi(x, y, z)]$ носит название фазы колебания, и мы будем его называть полной фазой.

Однако нас в дальнейшем будет интересовать лишь та часть полной фазы, которая, не завися от времени, характеризует собой про-

странственное распределение мгновенных значений полной фазы колебаний, за которой мы в дальнейшем и сохраним название фазы колебаний в данной точке (точнее было бы говорить о величине запаздывающей фазы).

Каждой точке пространства, в котором существует распространяющийся волновой процесс, соответствует определённое значение скалярной функции $\Phi(x, y, z)$, так что в данном пространстве существует скалярное поле фаз. При этом (для всех точек, не содержащих источников)

$$\oint d\Phi = 0.$$

Свойства этого скалярного поля весьма наглядно могут быть охарактеризованы структурой поверхностей равных фаз, уравнения которых:

$$\Phi(x, y, z) = \text{const}.$$

Очевидно, что в соответствии с принципом Ферма за направление распространения волн необходимо принять направление вектора $\rho = \operatorname{grad}\Phi$ — градиента фазы. По своему физическому смыслу $\Phi(x, y, z)$ представляет собой выраженную в угловых мерах в масштабе периода колебаний величину временно́го запаздывания колебания, причём величина $\Phi(x, y, z)$ в любой точке определяется как

$$\Phi(x, y, z) = \omega \int_S^A \frac{ds}{v(s)},$$

а путь интегрирования от источника излучения S до точки наблюдения A может быть взят произвольным, так как $\oint d\Phi = 0$ (начальная фаза Φ_0 в этом выражении принята равной нулю, что всегда может быть достигнуто соответсвующим выбором начала отсчёта времени).

Величина фазовой скорости $v(s)$ представляет собой функцию направления пути интегрирования и, завися от свойств среды, в которой происходит распространение, может также зависеть и от частоты распространяющегося колебания.

Для различных направлений элемента пути ds $v(s)$ может принимать значения, сильно отличающиеся от c, но следует иметь в виду, что физический смысл имеет лишь то направление $v(s)$, которое соответствует направлению нормали к поверхностям равной фазы, т. е. направлению ρ.

Считая направление ρ за направление распространения фазы, мы можем написать

$$|\mathbf{v}| = \frac{\omega}{|\rho|},$$

причём вектор **v** имеет направление вектора ρ. $\tau = \int_1^2 \frac{ds}{v(s)}$ представляет собой время распространения фазы колебания от точки *1* до точки *2*. Это выражение сохраняет силу для любых условий распространения как в однородных, так и в неоднородных средах, т. е. и при наличии дисперсии и дифракции.

Наличие неоднородностей в среде, в которой происходит распространение, влечёт за собой определённое искажение геометрической структуры поверхностей разных фаз, и, следовательно, изучение фазовой структуры поля волн позволяет определить особенности распространения колебаний в данной среде.

Поскольку характер интерференционной картины определяется фазовой структурой поля интерферирующих волн, прямые фазовые наблюдения интерференции, возможные в области радиоволн, позволяют получить данные об особенностях распространения радиоволн в изучаемых условиях.

III. РАССМОТРЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ РАДИОИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Установим на примерах различных вариантов интерференции радиоволн специфические особенности этого типа явлений и выясним возможности, предоставляемые ими для решения ряда научных и практических задач. Большинство из разбираемых ниже вариантов было либо осуществлено, либо предложено для решения отдельных частных задач. Однако приведённый здесь систематический анализ различных случаев радиоинтерференции и получаемых результатов, с точки зрения основных черт изучаемого явления, позволяет сделать многие существенные общие выводы и заключения.

Настоящий разбор не подчинён хронологическому принципу, а проводится на основе общих физических положений, на которых базируется данная группа вариантов или отдельные варианты радиоинтерферометров.

1. Случай *одного* источника излучения

Одним из наиболее простых и к тому же хронологически наиболее ранних случаев использования интерференции радиоволн является предложенный Эпплтоном и Барнетом[9] вариант наблюдения интерференции радиоволн, достигших точки наблюдения по двум путям: вдоль земной поверхности и после отражения от ионосферы.

Схематически этот опыт изображён на рис. 1. Приёмник *I*, настроенный на частоту ω, излучаемую передатчиком, принимает одновременно колебания, прошедшие по двум путям: L_1 и L_2. Индикатор

на выходе позволяет регистрировать амплитуду результирующего колебания, которая определяется величиной разности хода $\Delta L = L_2 - L_1$.

Величина этой разности хода может быть определена лишь с помощью дополнительных операций, которых мы сейчас касаться не будем. Отметим лишь, что в подобном осуществлении мы имеем полный аналог ряда оптических интерферометров, с тем лишь неприятным добавлением, что условия отражения от ионосферы для луча L_2 весьма непостоянны как с амплитудной, так и с фазовой стороны. Применение же индикатора, основанного на измерении интенсивности, ставит всё действие устройства в прямую зависимость от постоянства амплитуд обоих интерферирующих колебаний.

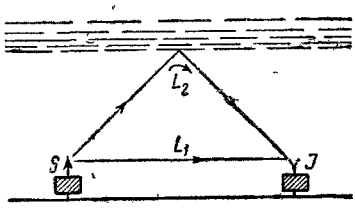

Рис. 1. Радиоинтерферометр Эпплтона и Барнета

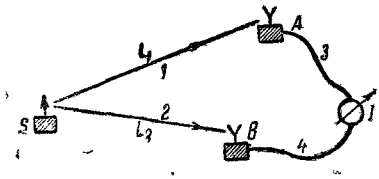

Рис. 2. Радиотехнический вариант интерферометра Юнга.

Близким к случаю классического в оптике опыта Юнга является радиотехнический вариант интерферометра, схематически изображённый на рис. 2.

Здесь S—источник излучения. Колебания, излучаемые им, достигают двух пунктов приёма A и B по различным путям. После приёма в этих точках и, в случае необходимости, соответствующего усиления или преобразования, колебания по двум каналам связи (*3* и *4*) подаются в пункт наблюдения *1* (этот пункт наблюдения может находиться и при одном из приёмных пунктов). При этом в точку *1* могут подаваться колебания уже преобразованной частоты, как это указывалось выше.

Наблюдения могут вестись или по интенсивности результирующего колебания, получаемого в *1* при суперпозиции колебаний от S, прошедших различные пути: $1+3$ и $2+4$, или по разности фаз этих колебаний с помощью одного из известных нам фазометров.

Наблюдаемые разность фаз или степень интенсивности результирующего колебания определяются величиной разности хода

$$\Delta L = L_2 - L_1 = l_2 - l_1 + Q + Q_0,$$

где l_1 и l_2 — оптические длины путей на трассах *1* и *2*, Q — разность хода, соответствующая различию запаздывания колебаний на каналах связи *3* и *4* от приёмников A и B до индикатора I, Q_0 —

эквивалентная разность хода, образующаяся за счёт различия запаздывания колебаний в приёмно-усилительных устройствах A и B.

Эта последняя величина Q_0 соответствующей регулировкой может быть сделана равной нулю, и в этом случае мы приходим к полной аналогии с опытом Юнга (см. рис. 3).

Обычно в опыте Юнга узкие щели A и B в экране P, являющиеся виртуальными излучателями когерентного света, освещаются пучком параллельных лучей, строго перпендикулярных к плоскости экрана P. Поэтому разность фаз колебаний, испускаемых виртуальными излучателями A и B, принимается равной нулю. В этом случае разность хода, вызывающая определённое положение интерференционной картины, образуется лишь при прохождении светом путей L_1 и L_2 от виртуальных излучателей A и B до точки наблюдения K на поверхности R.

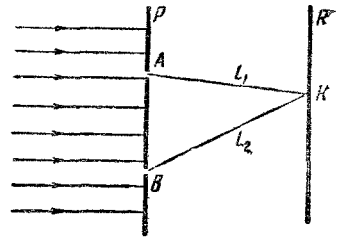

Рис. 3. Схема опыта Юнга.

Если мы будем менять угол падения параллельных лучей на экран P, то в фиксированной точке наблюдения K будет происходить смена полос интерференции. Очевидно, что при параллельности лучей, падающих на экран под углом α, полная смена тёмной полосы интерференции на светлую произойдёт при изменении разности хода на $\lambda/2$, т. е. при изменении угла падений α согласно условию

$$\Delta(\sin\alpha)=\frac{\lambda}{2d},$$

что при малых $\lambda/2d$, где d — расстояние между A и B (между щелями), даёт

$$2d\cos\alpha\cdot\Delta\alpha=\lambda,$$

т. е.

$$\Delta\alpha=\frac{\lambda}{2d}\,\frac{1}{\cos\alpha}.$$

В случае полной смены интерференционной полосы на соседнюю, изменение разности фаз происходит на величину 2π.

Разность фаз при условии распространения колебаний в однородной среде со скоростью v равна:

$$\Psi=\frac{\omega}{v}\,d\sin\alpha.$$

Для малых вариаций угла падений мы можем написать:

$$\Delta\Psi=\frac{\omega}{v}\,d\Delta\alpha\cos\alpha,\ \text{или}\ \Delta\Psi=2\pi\,\frac{d}{\lambda}\cos\alpha\,\Delta\alpha.$$

При осуществлении подобного интерференционного опыта для радиоволн безусловно наиболее целесообразно пользоваться инди-

кацией не по амплитуде результирующего колебания, образовавшегося в точке наблюдения, а по разности фаз обоих колебаний, пришедших по различным каналам *), тем более, что в этом случае d/λ не всегда будет настолько велико, чтобы имеющие место изменения α могли бы вызвать такие изменения разности фаз, которые существенно бы сказались на амплитуде результирующего колебания.

Наиболее же существенным аргументом в пользу фазовых измерений является практическая независимость их от амплитуды колебаний, в тех пределах, конечно, в которых вообще работает фазометр.

В работе Росса и Слоу [10], посвящённой измерению фазовой скорости радиоволн вдоль земной поверхности, в точках приёма (A и B) располагались две идентичные антенны, питавшие два идентичных приёмника-усилителя. Воспринятые и усиленные колебания с выходов приемников подавались по двум симметричным фидерам на катодный осциллограф, служивший фазометром. Наблюдения за изменением формы получавшейся на экране осциллографа фигуры Лиссажу позволяли измерять изменение разности фаз при определённом изменении положения излучателя. Изменение направления на излучатель на 90° изменяет разность геометрического удаления передатчика от обеих антенн на величину d.

Соответственно этому фазометр должен зарегистрировать изменение разности фаз на величину

$$\Delta\Psi = \frac{\omega}{v} d = 2\pi \frac{d}{\lambda},$$

откуда, зная d и ω, можно определить v — фазовую скорость радиоволн.

Заметим, что в описанных опытах Росса и Слоу $\frac{d}{\lambda} < 1$, так что изменения разности фаз заключались в пределах 2π, что на языке интерференционных наблюдений соответствует нахождению в пределах одной полосы.

Однако и амплитудная индикация для радиоволн имеет большое практическое значение. При использовании регистрации минимума результирующего колебания, который при соответствующей балансировке амплитуд может быть равным нулю, эта индикация позволяет достичь весьма высокой точности в фиксации одной определённой величины фазовых сдвигов, соответствующих определённому направлению прихода колебаний.

С подобным случаем мы встречаемся в радиопеленгаторах. Обыкновенная рамка представляет собой пример подобной системы, установленной таким образом, чтобы имел место минимум отсчёта на

*) Как, например, это описано в упомянутой ранее работе Гроссколфа [6].

индикаторе при приходе колебаний перпендикулярно к плоскости рамки ($\alpha = 0$).

Это достигается соответствующей фазировкой колебаний, подаваемых на индикатор от противоположных сторон рамки.

Ещё более отчётливо подобная картина может быть обнаружена в пеленгаторе системы Эйдкок. Так как размеры антенного устройства (величина d) пеленгаторов, как правило, меньше длины волны, то при изменении α от 0 до $\pm\pi/2$ интенсивность результирующего колебания будет изменяться от предельного минимума (в идеале — нуль) до некоторого наибольшего значения. Однако обычно это наибольшее значение далеко не достигает той величины, которая может получиться при синфазности обоих колебаний, подводимых к индикатору (приёмнику) от противоположных сторон рамки или противоположных антенн системы Эйдкока. При этом наибольшая интенсивность или, на практике, сила приёма будет тем меньше, чем меньше геометрические размеры антенной системы по сравнению с λ. Это эквивалентно оценке степени удаления от центра данной интерференционной полосы при изменении угла падения α от 0 до $\pm\pi/2$.

Процесс пеленгования — определения направления с помощью рамки — в том и состоит, что вращением всего антенного устройства изменяется угол падения приходящих колебаний на антенную систему до достижения максимальной компенсации обоих колебаний, т. е. минимума результирующего процесса, который обычно наступает при α, близком к нулю.

Пусть теперь расстояние между точками приёма (A и B), которое мы будем называть базой, будет увеличиваться. Применяя в качестве индикатора фазометр, мы для $d = \lambda/4$ при изменении угла падения α от $\alpha = 0$ до $\alpha = \pm\frac{\pi}{2}$ будем регистрировать изменение разности фаз на $\pm\pi/2$, т. е. будем иметь однозначное соответствие между угловыми измерениями разности фаз и углами падения приходящих волн.

Общее изменение угла падения на π будет соответствовать численно такому же изменению наблюдаемой разности фаз.

Для $d = \lambda/2$ при изменении α от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ разность фаз изменяется на 2π, что оптически соответствовало бы полной смене полос интерференции.

Совершенно очевидна неосуществимость подобных интерференционных опытов в оптике с использованием столь близкого размещения виртуальных излучателей когерентного света. При $d > \lambda/2$ разность хода, соответствующая различным α, может изменяться на величину, превосходящую λ, и в индикаторе, основанном на наблюдении интенсивности, будут наблюдаться одинаковые отсчёты при различных α.

В случае применения фазометров соответственно будет существовать ряд значений α, для которых измеренная разность фаз будет различаться на целое число 2π.

В самом деле:

$$\Psi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \alpha + \Psi_0.$$

Значения Ψ, различающиеся на $k2\pi$, будут существовать при углах α_n, α_m, удовлетворяющих условию

$$\frac{d}{\lambda} (\sin \alpha_n - \sin \alpha_m) = k,$$

где k — целое число.

Имея в виду, что ни один из фазометров не измеряет целое число полных циклов, мы тем самым получаем при $d > \lambda/2$ и для индикатора по интенсивности, и для фазометра определённую неоднозначность. Увеличение d/λ одновременно с увеличением неоднозначности резко повышает чувствительность системы к изменениям угла падения α, и введение специальных мер для устранения этой неоднозначности позволяет использовать все преимущества высокой чувствительности подобной системы.

При больших d и небольших удалениях до источника излучения мы сталкиваемся с невозможностью пренебрегать d по сравнению с этим удалением, т. е. сталкиваемся с невозможностью считать лучи, приходящие в точки A и B, параллельными. Тогда надо переходить к полному измерению фаз колебаний на всём пути распространения. Наблюдаемая разность фаз

$$\Psi = \Phi_2 - \Phi_1 + \delta_0,$$

где попрежнему Φ_1 и Φ_2 — фазы колебаний, достигающих точек приёма (A и B), и δ_0 — разность фаз, образующаяся вследствие неидентичности путей подачи колебания от A и B в I.

Представим себе теперь систему поверхностей равных фаз поля излучения источника S. Очевидно, что характер наблюдаемой в точке I интерференционной картины (результирующая интенсивность или разность фаз) будет определяться тем, какие эквифазные поверхности проходят через точки A и B.

Если считать, что через точку A проходит эквифазная поверхность $\Phi = \Phi_0$, то отсчёт фазометра Ψ свидетельствует о том, что через точку B проходит эквифазная поверхность

$$\Phi = \Phi_0 - (\Psi - \delta_0) \pm k2\pi.$$

Степень возможной неоднозначности ($\pm k2\pi$) может быть оценена из других соображений, а именно, по величине соотношения d/λ и, как было указано раньше, для $d < \lambda/2$ $k = 0$.

Таким образом при подобных размерах базы, несмотря на неоднозначность интерпретации отсчёта фазометра, исчезает всякая

неоднозначность в определении взаимной ориентации базы AB и поверхности равных фаз. В этом случае измерение фазового сдвига Ψ, реализуемое в обычных пеленгаторах, позволяет однозначно определить направление базы по отношению к ограниченному участку поверхности равной фазы.

Местные диффракционные или рефракционные эффекты, вызывающие локальные искажения формы волновых поверхностей—поверхностей равных фаз, могут дать значительные ошибки в определении направления на излучатель при пеленговании, ибо всегда молчаливо предполагается, что направление на излучатель совпадает с направлением нормали к поверхности равных фаз.

Эти ошибки известны в практике радиопеленгования под названием девиационных ошибок, вызываемых местными предметами, ошибок вследствие береговой рефракции и пр.

Применение больших баз для радиопеленгования даёт, кроме увеличения точности, ещё и уменьшение роли местных искажений поверхностей равных фаз (или фронта волны) в определении пеленга. Это объясняется тем, что возмущения фазы $\delta\Phi$ для каждого пункта приёма остаются постоянными, независимо от размеров базы, в то время как цена каждого градуса фазовой разности падает с её увеличением.

Для больших удалений от источника, когда можно считать r_1 параллельным r_2:

$$\Psi = \frac{\omega d}{c} \sin\alpha + \delta_0 \pm 2\delta\Phi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin\alpha + \delta_0 \pm 2\delta\Phi,$$

$$\sin\alpha = \frac{\Psi - \delta_0}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{d} \pm \frac{\delta\Phi}{\pi} \frac{\lambda}{d},$$

следовательно, ошибка в определении направления α будет падать с ростом d/λ. Следует иметь в виду, что использование баз, для которых $d > \lambda/2$, требует применения специальных приёмов для устранения неоднозначности. В однородном изотропном пространстве можно считать

$$\Phi = \frac{\omega r}{v},$$

поэтому наблюдаемая в I разность фаз для этого простейшего случая может быть написана в виде

$$\Psi = \frac{\omega}{v}(r_2 - r_1) + \delta_0.$$

Геометрическим местом тех положений излучателя, которым будут соответствовать одни и те же показания фазометра в I, будет семейство гиперболоидов вращения с фокусами в точках A и B, согласно уравнению

$$r_2 - r_1 = \frac{v}{\omega}(\Psi - \delta_0).$$

Предполагая, что можно пренебречь теми уклонениями от этого идеального случая, которые имеют место в реальных условиях, можно производить непрерывные наблюдения за перемещающимся излучателем, регистрируя его переход с одного гиперболоида данного семейства на другой. С другой стороны, наблюдения за уклонениями геометрических мест положения излучателя, соответствующих постоянным отсчётам фазометра, от правильных гиперболоидов позволяют оценить искажения поверхностей равных фаз или, вернее, оценить различия в условиях распространения радиоволн на путях SA и SB, вызванных диффракционными явлениями, имеющими место, например, при распространении радиоволн вдоль земной поверхности, или тем, что по одной из траекторий скорость распространения имела другую величину, чем по другой.

Для случая распространения радиоволн вдоль земной поверхности задача была строго поставлена и решена Зоммерфельдом [11], дискуссия решения которого применительно к фазовой структуре поля была доведена до конца в работах Альперта, Мигулина и Рязина [12] и Рязина [13]. Но даже и эти результаты могли быть получены лишь при весьма далеко идущей идеализации условий распространения. Теоретическое же рассмотрение реальных случаев в своём большинстве наталкивается на совершенно непреодолимые трудности, что делает особенно важным экспериментальное изучение этого вопроса.

Практически в радиотехнике линейные размеры диффрагирующих неоднородностей, дистанции распространения и длины волн представляют собой величины одного порядка, а нахождение пунктов наблюдения и приёма в зоне диффракционных эффектов, т. е. на расстоянии немногих долей длин волн от диффрагирующих объктов, встречается в практике чрезвычайно часто. Все эти обстоятельства в ряде случаев могут повлечь за собой сильные искажения поверхностей равных фаз, и измеряемые оптические длины путей $L = (c/\omega)\Phi$ могут значительно отличаться от геометрических расстояний.

В свете этих соображений систематическое изучение искажений гиперболической сетки может дать существенный материал для определения порядка и характера искажений поверхностей равных фаз у земной поверхности — вопрос, играющий роль в радиопеленговании.

2. Радиоинтерферометры с несколькими источниками излучения

Выше указывалось на возможность получения интерференции радиоволн при использовании раздельных источников излучения. Если применяемые излучатели работают на одной частоте, то в точке наблюдения практически возможно вести наблюдения лишь

за интенсивностью результирующего колебания, так как ведение наблюдений непосредственно за разностью фаз колебаний, пришедших от различных источников, требует их совершенно раздельного приёма, что даже при весьма совершенной технике направленной передачи и приёма или разделения по поляризации представляется весьма затруднительным.

Эта задача раздельного приёма двух или большего числа интерферирующих колебаний, столь трудная при одинаковых частотах, легко разрешается при применении излучателей, работающих на соизмеримых частотах. При применении различных частот разделение колебаний в точке приёма (наблюдения) может быть произведено весьма совершенно, и таким образом возникает возможность беспрепятственного применения различных фазометров с целью прямого измерения разностей фаз между интерферирующими колебаниями в данной точке, для наблюдения формы результирующего колебания, образованного суперпозицией колебаний соизмеримых частот.

Для получения неподвижной интерференционной картины в случае двух колебаний необходимо обеспечить полную когерентность обоих интерферирующих колебаний. Это требование приводит к необходимости обеспечить постоянство начальных фазовых сдвигов между колебаниями, излучаемыми обоими источниками, что является критерием полного синхронизма обоих излучений.

Начальные фазовые сдвиги φ и φ_2 входят аддитивно в выражения полной фазы каждого из колебаний, и их разность войдёт и в окончательную разность фаз, определяющую положение интерференционной картины. Поэтому получение пространственно неподвижной картины интерференции требует поддержания постоянной величины начальных фаз.

Чтобы удовлетворить этому требованию, необходимо или:

1) оба излучателя подчинить одному управляющему пункту; например, просто питать оба излучателя одним и тем же генератором;

2) из двух излучателей один иметь основным — задающим, а второй — подчинённым так, чтобы его частота и фаза излучения целиком определялись бы первым излучателем, поддаваясь притом контролю и регулировке.

Первый из этих двух способов в применении к случаю совпадающих частот в простейшем варианте используется в многочисленных системах направленных антенн для коротких волн с активными рефлекторами. Единый источник колебаний — генератор — питает с различным сдвигом фаз соответствующим образом размещённые излучатели.

Заметим, что случай пассивных рефлекторов и директоров относится скорее ко второму типу описываемых устройств и, обладая значительно меньшими возможностями в смысле задания желаемых фазовых сдвигов и амплитуд излучений, имеют много меньшую

гибкость в смысле осуществления различных диаграмм направленности.

В пространстве при этом образуется стационарное распределение амплитуд результирующего колебания—интерференционная картина, причем ее характер, или как принято говорить, диаграмма направленности антенной системы, целиком определяется размещением излучателей, их взаимной фазировкой, а также числом этих излучателей (которое может быть больше двух). Так как расстояние между отдельными излучателями обычно бывает порядка λ или меньше, можно считать, что для удаленных точек траектории лучей от различных излучателей совпадают. Поэтому можно всем этим лучам придать одно и то же значение фазовой скорости v. Тогда фаза (речь идет о запаздывающей фазе) колебаний, пришедших от различных излучателей, будет

$$\Phi_1 = \frac{\omega}{v} r_1 + \varphi_1; \quad \Phi_2 = \frac{\omega}{v} r_2 + \varphi_2; \quad \text{и т. д.}$$

Амплитуда результирующего колебания.

$$A = \sum_k A_k \cos(\omega t - \Phi_k) = B \cos(\omega t + \Phi),$$

где

$$B^2 = \left(\sum_k A_k \cos \Phi_k\right)^2 + \left(\sum_k A_k \sin \Phi_k\right)^2$$

и

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sum_k A_k \sin \Phi_k}{\sum_k A_k \cos \Phi_k}.$$

Таким образом соответствующим подбором r_1, $r_2, \ldots, r_m$ и φ_1, $\varphi_2, \ldots, \varphi_m$ представляется возможным обеспечить весьма разнообразные виды диаграмм направленности, причём увеличение числа излучателей позволяет получить резкие границы соответствующих зон различной интенсивности, подобно тому как в оптике увеличение числа интерферирующих лучей влечёт за собой увеличение резкости интерференционной картины.

Отметим, между прочим, отличие подобного способа получения направленного излучения от прожекторного действия оптических систем и некоторых направленных излучателей дециметровых и сантиметровых волн. Для световых лучей и указанных случаев радиоволн используются принципы геометрической оптики, уже неприменимые для техники более длинных электромагнитных волн вследствие колоссального различия в масштабах, обратно, по той же причине, системы сложных антенн, представляющие собой совокупность небольшого числа элементарных излучателей, не могут быть реализованы для микроявлений.

В случае двух излучателей, как то и следует из принципа взаимности, геометрическое место поверхностей равных фаз будет представлять собой семейство однополостных гиперболоидов*). При этом изменение начального взаимного сдвига фаз обоих излучателей будет вызывать то же изменение наблюдаемой разности фаз при сохранении прежней системы поверхностей, соответствующих постоянным разностям фаз. Если же интересоваться местонахождением точек, соответствующих определённой фиксированной величине разности фаз, то изменение начального взаимного фазового сдвига будет как бы «перемещать» нашу точку с одного гиперболоида семейства на другой.

Можно, таким образом, как бы метрировать пространство, приписав каждому гиперболоиду своё значение фазовой разности, при данных начальных фазах излучения.

Если d — расстояние между излучателями и $d<\lambda/2$, то и для данной задачи в пространстве не будут повторяться поверхности, все точки которых обладают одинаковыми разностями фаз.

Наибольшее различие разностей фаз, которое может иметь место в пространстве, есть

$$\Delta\Psi=\frac{2\pi}{\lambda}\,2d,$$

причём для

$$d<\frac{\lambda}{2}\quad\Delta\Psi<2\pi.$$

При наблюдениях по интенсивности результирующего колебания равные интенсивности будут наблюдаться в тех точках, где

$$\Phi_2-\Phi_1=\pm\Psi=\text{const}.$$

При равных амплитудах обоих интерферирующих лучей

$$B^2=A^2\left[(\cos\Phi_1+\cos\Phi_2)^2+(\sin\Phi_1+\sin\Phi_2)^2\right]=$$
$$=2A^2\left[1+\cos\left(\Phi_1-\Phi_2\right)\right]=4A^2\cos^2\frac{\Psi}{2}\,.$$

Поэтому симметрично от центральной полосы ($\Psi=0$) будут располагаться зоны равной интенсивности. При $d>\lambda/2$ разность фаз будет для некоторых гиперболоидов системы принимать значения, различающиеся на 2π, т. е. неразличимые с точки зрения единичных отсчётов любых фазометров. В соответствии с этим будет иметься большое число поверхностей, соответствующих равным интенсивностям результирующего колебания.

Подобная неоднозначность не имеет значения в том случае, если измерять не самую разность фаз, а её изменения при перемещении точки наблюдения. Тогда непрерывные наблюдения за показаниями

*) Здесь, как и в дальнейшем, мы будем считать излучатели точечными, т. е. пренебрегать размерами антенн по сравнению с расстояниями.

фазометра позволяют отсчитать целое число изменений разности фаз на 2π в том случае, если точка наблюдения переместилась в область, соответствующую повторениям прежних отсчётов. Точно так же непрерывные наблюдения за интенсивностью результирующего колебания позволяют подсчитать число повторений максимумов или минимумов отсчётов индикатора и тем самым, как в случае прямого измерения изменений разности фаз, зафиксировать переход точки наблюдения с исходной точки на другой, вполне определённый гиперболоид системы поверхностей равных Ψ.

Однако при подобных наблюдениях использование индикации по интенсивности может повлечь за собой серьёзные ошибки в том случае, когда движение точки наблюдения совершается по сложному пути. Обратный заход точки наблюдения в уже пройденную зону может быть совершенно неотличим от перехода в следующую зону, и тем самым вполне возможны ложные отсчёты

Это обстоятельство безусловно обесценивает перспективы применения подобной системы в качестве радиомаяка высокой точности для $d > \lambda/2$ при использовании индикации по интенсивности Тем более становится заманчивым использование для этой цели фазовой индикации, которая при применении фазометров, регистрирующих прохождение целых циклов*), позволит избежать упомянутых ошибок и при определённом начале движения однозначно определить, на каком гиперболоиде системы находится точка наблюдения. Но, как уже указывалось выше, регистрация разности фаз двух колебаний, принимаемых в одной точке, требует раздельного приема этих колебаний, что практически удобнее всего осуществляется применением интерференции волн различных частот. В связи с этим и разбор возможных систем подобных радиомаячных устройств мы отложим до рассмотрения интерференции колебаний с соизмеримыми частотами.

Наблюдающееся изменение разности фаз, сопровождающее перемещение точки наблюдения, может быть также трактуемо следующим образом. Пусть полные фазы колебаний, излучаемых исходными излучателями, работающими на совпадающих частотах, равны:

$$\Theta_{10} = \omega_0 t; \quad \Theta_{20} = \omega_0 t + \varphi_0$$

В точке приёма мы будем иметь в каждый момент времени полные фазы:

$$\Theta_{11} = \omega_0 t - \Phi_1; \quad \Theta_{21} = \omega_0 t - \Phi_2 + \varphi_0,$$

и разность фаз:

$$\Psi = (\Phi_1 - \Phi_2) + \varphi_0.$$

Если при перемещении точки наблюдения происходит изменение из-

*) См., например, статью Е Щеголева [14].

меряемой разности фаз со скоростью ζ, то

$$\zeta = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt}(\Phi_1 - \Phi_2).$$

Как указывалось ранее, $\Phi = \omega_0 \tau = (\omega_0/c) L$, где L — эквивалентная оптическая длина пути. Поэтому

$$\zeta = \frac{\omega_0}{c} \frac{d}{dt}(L_1 - L_2),$$

причём с точки зрения наблюдателя, конечно, безразлично, имеет ли место перемещение точки наблюдения или просто изменение L по каким-либо другим причинам.

Как известно, мгновенная круговая частота $\omega = d\theta/dt$. В точке приема

$$\omega_1 = \omega_0 - \frac{d\Phi_1}{dt} = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{c} \frac{dL_1}{dt}\right),$$

$$\omega_2 = \omega_0 - \frac{d\Phi_2}{dt} = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{c} \frac{dL_2}{dt}\right).$$

Разность этих частот, представляющих собой частоты первичных излучателей, изменённые на величину допплеровского смещения, будет:

$$\omega_2 - \omega_1 = \frac{\omega_0}{c} \frac{d}{dt}(L_1 - L_2).$$

Таким образом, наблюдение за скоростью изменения разности фаз ζ при перемещении точки приёма может быть отождествлено с наблюдением за фазовыми соотношениями между приходящими в данную точку двумя колебаниями, частоты которых смещены на величины допплеровского смещения, причём величина скорости изменения разности фазы просто равна разности этих поправок к угловой частоте каждого колебания.

При наблюдениях же за интенсивностью результирующего колебания мы будем наблюдать изменения интенсивности, соответствующие биениям, которые возникают при одновременном действии колебаний с частотами:

$$\omega_1 = \omega_0 \left(1 - \frac{dL_1}{dt}\right),$$

$$\omega_2 = \omega_0 \left(1 - \frac{dL_2}{dt}\right).$$

При этом частота биений $F = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi}$ опять же равнялась бы

$$F = \frac{1}{2\pi} \zeta.$$

К аналогичным общим заключениям можно притти и для второго выделенного нами случая, когда исходные колебания возбуждаются в

одном из излучателей, в то время как второй излучатель регулируется таким образом, чтобы излучаемые им колебания были бы точно синхронны с колебаниями первого и чтобы поддерживался постоянным требуемый фазовый сдвиг между ними. Практически это может быть осуществлено, например, следующим путём.

Колебания от первичного задающего излучателя по специальному каналу связи подаются ко второму излучателю (вернее, к его генератору) и там, после соответствующего усиления, излучаются с определённым сдвигом по фазе. Для этого случая при работе второго излучателя на той же частоте, что и первичный — задающий, мы получим все разобранные нами выше результаты, связанные с получением интерференционной картины, характер которой определяется геометрическим размещением излучателей, их взаимными фазовыми сдвигами и испускаемой частотой.

Но применение второго подчинённого излучателя, лишь управляемого задающим, позволяет осуществить интерференцию не только одинаковых, но и различных частот. Разработанные в радиотехнике, особенно за последние годы, приёмы синхронизации и трансформации частоты нелинейных колебательных систем *) позволяют создавать устройства, способные генерировать и излучать колебания с частотой, жёстко определяемой частотой управляющих колебаний, равняясь ей или находясь с ней в рациональном соотношении. При этом фазовые сдвиги испускаемых колебаний по отношению к управляющим могут быть постоянными и поддаваться учёту и регулировке. Управляющие же колебания могут передаваться от первичного — задающего—излучателя по специальному каналу или непосредственно через излучение.

В последнем случае мы получаем своеобразное отражательное действие подчинённой станции, причём в отличие от зеркального отражения в оптике здесь мы приобретаем возможность управлять амплитудой, частотой и фазовым сдвигом при «отражении».

Как уже указывалось выше, одновременное излучение из двух точек колебаний соизмеримых частот создаёт в пространстве определённое распределение формы результирующего колебания, периодическое по отношению к разности хода между колебаниями обеих частот. Возможность совершенно раздельного приёма обоих колебаний позволяет производить прямое измерение разности фаз между

*) Исследование этих вопросов и разработка ряда методов для разрешения указанных задач были на протяжении ряда лет предметом многочисленных работ школы акад. Л. И. Мандельштама и акад. Н. Д. Папалекси. В работах этой школы указанные вопросы нашли своё наиболее полное и строгое разрешение. Результаты этих исследований изложены в многочисленных журнальных статьях, указания на которые заняли бы слишком много места. В сжатом виде обзор всех этих работ можно найти в книге „Новые исследования нелинейных колебаний", Мандельштама, Папалекси, Андронова и др. (Радиоиздат, М., 1936), в которой также приведена обширная библиография.

обоими колебаниями, т. е. измерять временно́е запаздывание одного колебания по отношению к другому.

Эти измерения разности фаз могут производиться с помощью различных фазометров, работающих или непосредственно на принимаемых частотах, или используя их предварительное преобразование *).

Пусть время распространения одного колебания $\tau_1 = \int_1^I \frac{ds}{v}$, второго $\tau_2 = \int_2^I \frac{ds}{v}$. Разность времён

$$\tau_1 - \tau_2 = \int_1^I \frac{ds}{v} - \int_2^I \frac{ds}{v}$$

в масштабе угловых изменений одной из частот (ω_1) принимает вид

$$\omega_1(\tau_1 - \tau_2) = \omega_1 \int_1^I \frac{ds}{v} - \frac{\omega_1}{\omega_2}\omega_2 \int_2^I \frac{ds}{v} = \Phi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_2 = \Psi.$$

Эта величина может называться разностью фаз, и она будет характеризовать форму результирующего колебания в данной точке **).

Понятно, что измерение этой величины имеет смысл, лишь если

$$\omega_1 : \omega_2 = m : n$$

представляет собой рациональную дробь, т. е. если суммарный процесс будет периодическим. При этом само измерение определённой подобным образом величины разности фаз возможно лишь в пределах одного цикла изменения формы результирующего колебания и, следовательно, всегда в подобных измерениях остаётся неопределённым целое кратное некоторого периода, величина которого связана с выбранным соотношением частот m/n.

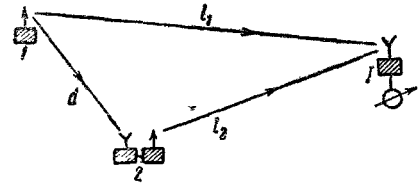

Рис. 4. Схема действия радиоинтерферометра с использованием двух различных частот.

Рассмотрим теперь различные варианты интерферометров, использующих излучатели, работающие на соизмеримых частотах. Один из вариантов интерферометра такого типа схематически показан на рис. 4.

В точках *1* и *2* расположены задающая и отражающая станции. Задающая станция состоит из передающего устройства, излучающего колебания частоты ω_1. Эта частота для большей устойчивости обыч-

*) О различных системах фазометров см. выше.

**) См. цитированную выше работу Е. Щёголева [3].

но стабилизуется кварцем. Отражающая станция состоит из передатчика, излучающего колебания частоты ω_2 и приёмного устройства, принимающего колебания от пункта *1* и после соответствующего усиления и трансформации частоты в отношении m/n управляющего излучаемыми колебаниями. Практически, по ряду соображений, приведённых в работах Мандельштама, Папалекси и Щёголева [5,16,17,18], наиболее удобным оказывается соотношение частот $m/n=3/2$.

Кроме указанных выше элементов, отражающая станция должна ещё содержать контрольное устройство, позволяющее контролировать постоянство тех фазовых сдвигов, которые возникают в пункте 2 от момента приёма до излучения *).

Укажем также, что возможно осуществить подобный интерферометр и несколько другим приёмом, используя одну управляющую станцию, общую для обоих излучателей, которая сама не участвует в создании интерференционной картины. Можно иметь один излучатель, колебания которого по каким-либо каналам связи достигают подчинённых излучателей и после требуемой трансформации и усиления излучаются в пространство, где и создаётся требуемая интерференционная картина

Наблюдения за образующейся в пространстве интерференционной картиной производятся в точке *I* путём измерения разности фаз между колебаниями, достигающими этой точки от излучателей *1* и *2*. Для этой цели может быть использовано, например, разработанное нами приёмное устройство дисперсионного радиоинтерферометра [19,20,21]. Эти измерения разности фаз, производимые с точностью до неопределённой постоянной величины, имеют, однако, малую ценность, не позволяя определить величину разности хода. Но подобное устройство позволяет определить изменение разности фаз с помощью непрерывных наблюдений при изменении положения точки наблюдения *I*.

Измеряемая величина

$$\Psi=\Phi_1-\frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_2+\delta=$$

$$=\omega_1\int_1^I\frac{ds}{v}-\omega_1\int_2^I\frac{ds}{v}+\varphi_1-(\varphi_1+\varphi_2+\Phi_d)+\delta,$$

или

$$\Psi=\omega_1\left[\int_1^I\frac{ds}{v}-\int_2^I\frac{ds}{v}\right]+\Psi_0.$$

Здесь

$$\Psi_0=\varphi_1-(\varphi_1+\varphi_2+\Phi_d)+\delta=\delta-\Phi_d-\varphi_2,$$

где φ_1 — начальная фаза колебания в *1*, φ_2 — фазовый сдвиг в пункте *2* (в масштабе частоты ω_1), Φ_d — фазовый сдвиг на пути от *1* до *2*

*) Действие подобного устройства описано в приведённых выше работах [15,16,17,18].

(в масштабе частоты ω_1), δ—разность фазовых сдвигов в обоих каналах приёмно-регистрирующей аппаратуры.

В цитированных выше наших работах[19,20,21] описывалось устройство, позволяющее измерять и контролировать величину этой ошибки — девиации приёмного устройства. Подробное описание такого «девиометра» приведено в нашей работе[12].

Следует указать на возможность и в данном приёмно-регистрирующем устройстве применить супергетеродинирование с последующим измерением разности фаз на промежуточной или даже на низкой частоте.

Геометрические места равных разностей фаз при условии распространения колебаний в однородной изотропной среде опять представляют собой гиперболоиды вращения. Для больших удалений эти гиперболоиды переходят в семейство асимптотических конических поверхностей.

Если значение разности фаз, наблюдаемое в какой-либо точке, принять за исходное, то, начиная с этого начала отсчёта, последовательно перемещая точку наблюдения, можно произвести съёмку всего пространственного распределения разности фаз. Разумеется, при этом необходимо гарантировать постоянство фазовых сдвигов в аппаратуре как передающей, так и приёмной.

При наличии диффрагирующих объектов в зоне диффракционных явлений будут наблюдаться искажения эквифазовых поверхностей для обоих колебаний, а следовательно, и искажения поверхностей равных разностей фаз. Наличие дисперсии также внесёт определённые изменения в расположение этих поверхностей, вызывая появление асимметрии.

Если отвлечься от роли диффракции, которую необходимо учитывать лишь на небольших (по сравнению с λ) *) расстояниях от диффрагирующих объектов, то, как известно, подобная радиоинтерференционная система может быть с успехом применена в качестве радиомаяка. При этом возможно разрешение двух задач:

а) вывод на маяк;

б) вывод на направление, проходящее через маяк и заданную точку, или просто вывод на заданное направление.

Для вывода на маяк, в качестве которого используется система излучающих станций, движущаяся точка, снабжённая приёмно-индикаторным устройством, начиная с любой точки пространства должна двигаться так, чтобы сохранялась постоянной наблюдаемая разность фаз. Любая подобная траектория (за исключением замкнутых кривых на поверхности равных разностей фаз, которые для реальных условий неосуществимы), представляющая собой кривую на поверхности одного из гиперболоидов равных разностей фаз при наличии про-

*) Как показали исследования последних лет, проведённые в ФИАН (см. также стр. 390 — 392).

странственных ограничений, приводит к одной из точек, лежащих на базе – прямой, соединяющей точки излучения.

Для вывода на направление, проходящее через заданную точку, предварительно определяется какая-либо точка в окрестности маяка, лежащая на той же поверхности равных фаз, что и цель. Начиная движение из этой контрольной точки и двигаясь таким образом, чтобы отсчёт фазометра сохранялся постоянным, мы в пределах точности измерений будем двигаться по пути, проходящему через цель. Здесь необходимо, конечно, заменить пространственную задачу плоской, считая, что мы имеем дело не с эквифазовыми поверхностями и не с поверхностями равных разностей фаз, а с их сечениями по поверхности земли.

В том случае, если движение начинается не с контрольной точки, а с какой-либо другой (положение которой точно определено), то необходимо двигаться таким образом, чтобы сначала, изменяя посредством перехода на другие поверхности необходимую разность фаз, добиться такого изменения, которое соответствовало бы переходу на нужную кривую, и лишь после этого направлять движение по данной кривой посредством поддержания постоянного отсчёта фазометра.

Подобное радионавигационное применение данного интерферометра близко к предложенному Гармсом [22] методу навигации, основанному на создании требуемой интерференционной картины, и вождению по направлениям соответствующих линий этой интерференционной картины.

Само собой разумеется, что использование комбинации двух таких систем позволяет решать более сложные навигационные задачи и осуществлять, например, выход не только на заданное направление, но и в заданную точку.

При вполне оправданных (при больших удалениях) упрощениях, сводящих задачу к плоскому случаю, и пренебрежении искажениями эквифазовых поверхностей, заменяя гиперболы их асимптотами, можно легко получить достижимую угловую точность вывода на направление, образующее заданный угол с направлением базы.

Погрешность углового определения:

$$\delta\alpha = \frac{1}{2\pi \sin\alpha} \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot \delta\Psi.$$

Здесь $\delta\Psi$ — ошибка в измерении изменения разности фаз по фазометру, d — величина базы, λ — длина применяемой волны.

Следует привести числовой пример, показывающий те точности, которые могут быть достигнуты в реальных установках.

Возьмём: $\lambda = 300$ *м*, $d = 12\,000$ *м*, $\delta\Psi = 5°$ (реальная точность многих фазометров).

Тогда

$$\delta\alpha = \frac{1.19}{\sin\alpha} \text{ минут.}$$

Достигаемая точность соответственно будет зависеть от угла, образованного направлением на цель и направлением базы. Эта зависимость приведена в табл. I, во второй строке которой приведена выраженная в минутах ошибка в определении углового смещения, соответствующая точности фазометра $\pm 5°$. Очевидно, что, за исключением узких зон вблизи нулевых значений α (порядка $\pm 10°$), получаемые точности на много превосходят всё то, что может быть достигнуто обычными радиомаяками или пеленгаторами.

Таблица 1

$\alpha°$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\delta\alpha'$	∞	6,85	3,48	2,38	2,01	1,55	1,37	1,26	1,21	1,19

Приведённые выше простые геометрические рассуждения основывались на замене выражений для фаз

$$\Phi = \omega \int_a^b \frac{ds}{v(\omega, s)}$$

упрощёнными соотношениями $\Phi = \frac{\omega r}{v}$, где $v = \text{const}$.

Это осуществляется при однородности и изотропности среды, в которой происходит распространение радиоволн, и при отсутствии диффракции и дисперсии, искажающих простую сферическую структуру поверхностей равных фаз для каждого из колебаний. Для изучения вопросов, связанных с подобными искажениями, нами был разработан и осуществлён прибор, названный нами дисперсионным радиоинтерферометром.

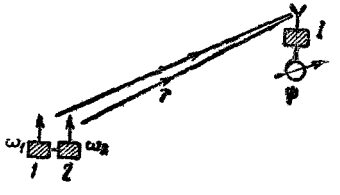

Рис. 5. Схема действия дисперсионного радиоинтерферометра.

Этот тип интерферометра получается из только что описанного при совмещении обоих излучателей, т. е. при $d = 0$.

Полагая, что распространение колебаний происходит по одному пути, мы, меняя расстояние r (рис. 5), можем получить изменение наблюдаемой разности фаз только в случае, если на данном пути $v_1 \neq v_2$ или существует зависимость фазовой скорости от частоты, т. е. имеет место определённая дисперсия. Подробные описания устройства и действия дисперсионного радиоинтерферометра были приведены в цитированных выше наших работах [18, 19, 20, 21]. В этих

работах также приводились основные результаты, полученные при применении дисперсионного радиоинтерферометра для исследования особенностей распространения радиоволн вдоль земной поверхности

При этом экспериментально получалась зависимость наблюдаемой разности фаз Ψ от изменения расстояния r. Для чистого случая должно существовать следующее простое соотношение:

$$\Delta\Psi = \omega_1 \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) \Delta r,$$

и если $v_1 \neq v_2$, причем $v_2 - v_1 = \Delta v$, при изменении расстояния должно наблюдаться изменение Ψ ($\Delta\Psi \neq 0$) При этом точности наших измерений были таковы, что могла быть замечена дисперсия

$$\frac{\Delta v}{v} \geqslant 3 \cdot 10^{-3}.$$

При наличии диффракционных эффектов характер возмущений системы эквифазовых поверхностей в точке наблюдения в первую очередь определяется относительными размерами неоднородности и удалением от нее точки наблюдения в масштабе длин волн. Поэтому вблизи диффрагирующих неоднородностей разность фаз двух колебаний различных частот, наблюдаемая в приемном устройстве дисперсионного радиоинтерферометра, может претерпевать значительные изменения

Будем считать

$$\Phi(r) = \frac{\omega r}{v} + \varphi_0(r) + \varphi^*(r),$$

где $\varphi^*(r)$ — дополнение фазы, связанное с процессом установления картины излучения (Анализ этой функции и ее связь с константами среды, в которой и над которой происходит распространение, приведены в упомянутой выше нашей работе [12], в статье П. А. Разина[13] и в его диссертации [23]) При этом $\varphi^*(r) \to \text{const}$ при $r \to \infty$, и величина этой постоянной связана с константами среды; $\varphi_0(r)$ — возмущение, вызываемое диффрагирующим объектом Очевидно, что $\varphi_0(r) = 0$ при достаточном удалении от диффрагирующей неоднородности:

$$\Psi = \Phi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \Phi_2 =$$

$$= \frac{\omega_1 r}{v_1} - \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{\omega_2 r}{v_2} + \left[\varphi_1^*(r) - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_2^*(r)\right] + \left[\varphi_{10}(r) - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_{20}(r)\right];$$

$$\Psi_2 = \omega_1 r \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right) + \left[\varphi_1^*(r) - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_2^*(r)\right] + \left[\varphi_{10}(r) - \frac{\omega_1}{\omega_2} \varphi_{20}(r)\right]$$

Таким образом для зависимости наблюдаемой разности фаз от расстояния мы будем иметь один член, который при наличии дайствительной дисперсии даст величину, пропорциональную удалению; второй, который при удалении от излучателя на расстояния, превыша-

ющие (50÷60) λ, практически переходит в постоянную величину и, наконец, третий, содержащий функции $\varphi_{10}(r)$, $\varphi_{20}(r)$ — диффракционные возмущения эквифазовых поверхностей, различные вследствие различия в λ. Этот последний член, изменяясь с расстоянием, при удалении от диффрагирующего объекта стремится к нулю.

Измерения, произведённые нами методом дисперсионного радиоинтерферометра при наличии диффракции, дали результаты, подтверждающие существование значительных искажений системы поверхностей равных фаз вблизи диффрагирующей неоднородности. Так, на рис. 6 изображён ход изменения разности фаз с изменением расстояния при появлении на пути распространения значительного

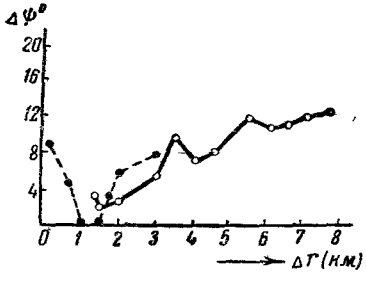

Рис. 6. Кривые разности фаз, наблюдавшиеся в дисперсионном радиоинтерферометре в опытах на море при наличии диффракции.

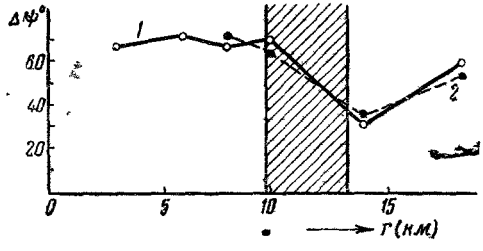

Рис. 7. Разность фаз, наблюдавшаяся в дисперсионном радиоинтерферометре при опытах в подмосковной местности.

препятствия в виде скалистого мыса, поросшего лесом, совершенно экранирующего приёмное устройство от передающей системы. Две полученные экспериментально кривые имеют совершенно различный характер, что указывает на большую сложность диффракционных возмущений, так что перемещение по двум различным путям даёт резко различный ход изменения разности фаз. На рис. 7 показаны подобные же измерения, произведённые в условиях подмосковной местности, т. е. в условиях, где вдоль пути распространения имеется ряд диффрагирующих объектов—лес, холмы и пр.

Из кривых, изображённых на этом рис. 7 и полученных с перерывом в один год, при перемещении точки наблюдения по тому же пути ясно видна значительная роль диффракции около полосы леса, систематически сказывающаяся на величине наблюдавшейся разности фаз. В этих экспериментах применялись волны длиной 300 — 450 *м*, и приведённые кривые показывают, что искажения фазовой структуры поля радиоволн, вызываемые крупными диффрагирующими объектами, простираются до удалений порядка (10÷20) λ.

Результаты одного из опытов, проведённых в 1939 г. по наблюдениям с помощью дисперсионного радиоинтерферометра в условиях

ровной местности (степь в окрестностях г. Пугачева, Саратовской области) и при наличии небольшой (протяжённостью порядка 2 *км*) неоднородности в виде балки и дамбы, приведены на рис. 8.

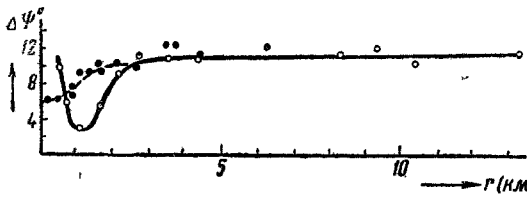

Рис. 8. Результаты измерений с дисперсионным радиоинтерферометром при опытах в условиях ровной земной поверхности.

Здесь опять обнаруживается местное возмущение фазовой структуры, вызванное дифракцией у неоднородности земной поверхности, причём это возмущение, исчезающее по мере удаления от дифрагирующего объекта, простирается на расстояния порядка $(10 \div 20)\lambda$. (В этом опыте применяемые волны были 127,6 и 191,4 *м*.)

В той зоне окрестности излучающей антенны, в которой происходит установление фазовой скорости, впервые экспериментально и теоретически обследованной нами [20], дисперсионный радиоинтерферометр должен также отмечать наличие кажущейся дисперсии, так как процессы установления фазовой скорости для каждой из частот происходят в масштабе своей длины волны и поэтому в определённой области удалений $\Psi = \Phi_1 - \frac{m}{n}\Phi_2$ будет изменяться с расстоянием. Это обстоятельство позволило с помощью дисперсионного радиоинтерферометра экспериментально проверить теоретически рассчитанное распределение фазы электромагнитного поля в непосредственной близости к излучающей антенне.

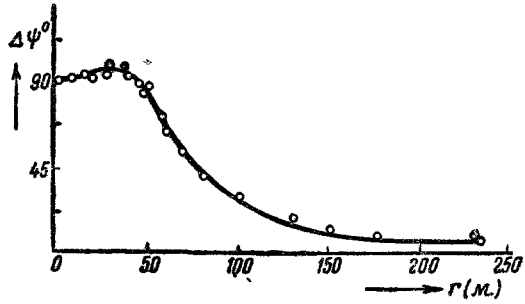

Рис. 9. Результаты измерений с дисперсионным радиоинтерферометром вблизи излучающей антенны.

На рис. 9 изображены результаты одного эксперимента из числа полученных нами в 1938 г. по измерению Ψ в ближней зоне излучающей антенны. На этом рис. 9 результаты эксперимента нанесены в виде точек. Для сравнения на этот же чертёж нанесена теоретически рассчитанная кривая для реальных параметров антенны, и исключительно хорошее совпадение теории с экспериментом подтверждает как правильность теории, так и целесообразность применённой радиоинтерференционной методики.

Но так как зона установления фазовой скорости вдоль земной поверхности не ограничивается непосредственной близостью к излучающей антенне, то и на больших удалениях от излучателей вдоль земной поверхности мы должны наблюдать изменение разности фаз с изменением расстояния.

На рис. 10 приведены результаты подобных наблюдений, произведённых вдоль ровной земной поверхности в окрестностях г. Пугачёва Саратовской области в 1939 г.

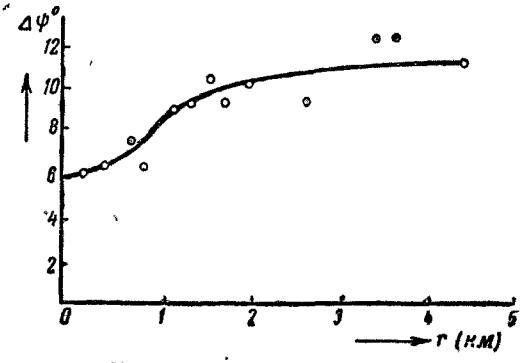

Рис. 10. Кривая разности фаз, наблюдаемой с помощью дисперсионного радиоинтерферометра, как функции удаления от излучателя.

Эта экспериментальная кривая показывает наличие нерегулярностей в фазовой структуре электромагнитного поля радиоволн в некоторой зоне, причём на больших удалениях эти нерегулярности исчезают и, в согласии с более ранними результатами, при больших удалениях $\Psi = \text{const}$.

Наличие специального закона для установления фазовой скорости вдоль земной поверхности подтверждается также результатами, полученными с помощью дисперсионного интерферометра при подъёме приёмного устройства вверх от поверхности земли. При этом должно наблюдаться изменение Ψ, соответствующее устранению тех возмущений, которые вносятся близостью земной поверхности.

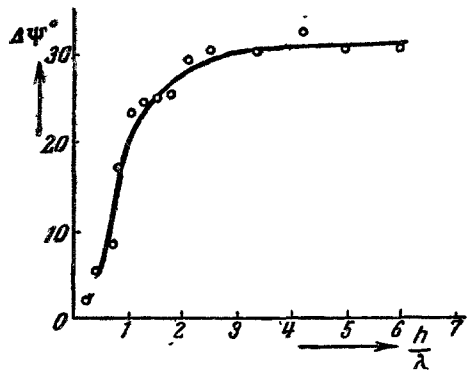

Рис. 11. Зависимость разности фаз от высоты. Наблюдения с помощью дисперсионного радиоинтерферометра.

На рис. 11 изображены экспериментальные результаты, полученные при одном из опытов подобного рода, проведённых в 1939 г. При проведении этих опытов приёмное устройство дисперсионного радиоинтерферометра подымалось на аэростате, а передающие установки находились на земле.

Во всех этих случаях мы встречаемся с местной зависимостью наблюдаемой разности фаз от расстояния, т. е. с кажущейся диспер-

сией, связанной с искажениями регулярной структуры поверхностей равных фаз для каждого из колебаний.

Произведённые летом 1936 г. опыты по применению данного варианта интерферометра к исследованию ионосферы показали, что при соответствующем подборе антенной системы можно добиться того, что при значительном удалении приёмного устройства от передатчика фазы принимаемых колебаний в значительной степени определяются фазой колебаний, отражённых от ионосферы. В периоды неустойчивых состояний ионосферы (рассвет, закат, солнечное затмение) наблюдаемая разность фаз претерпевает значительные быстрые и нерегулярные изменения. Эти вариации свидетельствуют о различном изменении оптической длины пути для разных частот, испытывающих различные преломления, так как в ионосфере коэффициент преломления

$$n=\sqrt{\frac{\varepsilon}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2+\left(\frac{2\sigma}{f}\right)^2}}$$

явно зависит от частоты.

Для наблюдений за изменениями высоты ионосферы специально к предполагавшимся во время полного солнечного затмения 1941 г. экспериментам нами была разработана ещё одна модификация подобного интерферометра. В этом варианте соответствующей конструкцией антенных систем (подобно тому, как это описано в статьях Н. Пападекси[54, 55]) излучение генератора частоты ω_1 направляется преимущественно вверх (от горизонтальной антенны), а излучение частоты ω_2—преимущественно вдоль земной поверхности (симметричная вертикальная антенна). В приёмном же устройстве приём производится на раздельные антенны: по каналу ω_1—на антенну с компенсацией приёма земного луча, по каналу ω_2—на вертикальную антенну, не принимающую горизонтальной компоненты. Тщательная регулировка антенных систем позволяет получить на фазометре приёмного устройства отсчёт, в основном соответствующий разности фаз между колебаниями, достигающими приёмного устройства по двум путям: вдоль земной поверхности и после отражения от ионосферы. Считая, что распределение фаз происходит по элементарным законам $\left(\Phi=\frac{\omega r}{v}\right)$, получим, что вариации наблюдаемой разности фаз:

$$\Delta\Psi=\frac{\omega_1}{c}\left[\sqrt{4(H+h)^2+r^2}-\sqrt{4H^2+r^2}\right],$$

где H — высота данного отражающего слоя,

h — вариации этой высоты,

r — расстояние от передающего устройства до приёмно-индикаторной установки.

Считая, что $h \ll H$, получим:

$$h=\frac{c\sqrt{4H^2+r^2}}{4\omega_1 H}\Delta\Psi.$$

Наблюдая за изменениями разности фаз обоих принятых колебаний, можно судить об изменениях высоты отражающего слоя ионосферы, т. е. судить об изменениях одного из путей распространения по изменению интерференционной картины в точке наблюдения.

Здесь при изменении одного из путей распространения мы опять встречаемся с возможностью трактовать происходящие при этом изменения разности фаз как результат допплеровского смещения частоты «небесного луча» на величину $\Delta = \frac{\partial \Psi}{\partial t}$ при изменении условий отражения.

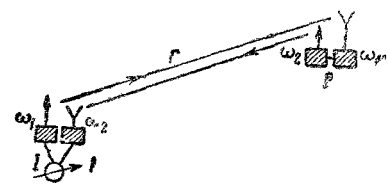

Рис. 12. Перемещающийся радиоинтерферометр.

Особое значение для научных исследований и ряда практических применений приобрёл вариант интерферометра с двумя источниками излучения на соизмеримых частотах, предложенный академиками Мандельштамом и Папалекси и описанный в ДАН в 1940 г.[26]. Для этого варианта интерферометра характерно, что здесь точка наблюдения совмещена с задающим излучателем ($l_1 = 0$). Отражающая же станция попрежнему состоит из передающего устройства и приёмного устройства, управляющего частотой и фазой излучаемого колебания.

Для случая произвольного расположения точки наблюдения, как уже указывалось ранее,

$$\Psi = \Phi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_2 + \delta,$$

$$\Psi = \omega_1 \int_1^I \frac{ds}{v_1} - \omega_1 \int_2^I \frac{ds}{v_2} + \varphi_1 - (\varphi_1 + \Phi_d + \varphi_2) + \delta =$$

$$= \omega_1 \left[\int_1^I \frac{ds}{v_1} - \int_2^I \frac{ds}{v_2} \right] + \Psi_0,$$

где

$$\Psi_0 = \delta - \Phi_d - \varphi_2$$

Здесь, как и раньше, φ_2 — фазовый сдвиг в аппаратуре пункта 2, Φ_d — фазовый сдвиг на пути 1 — 2, δ — разность фазовых сдвигов в каналах регистрирующего устройства.

В описываемом варианте (рис 12) индикатор совмещен с пунктом 1. Поэтому очевидно

$$\int_1^I \frac{ds}{v_1} = 0$$

Величина измеряемой разности фаз

$$\Psi = \omega_1 \int_2^I \frac{ds}{v_2} + \Phi_d + \varphi_2 + \delta$$

Передача управляющего колебания от *1* к *2* также происходит за счёт распространения колебаний по пути *1—2*.

Поэтому

$$\Phi_d = \omega_1 \int_1^2 \frac{ds}{v_1}$$

и тогда окончательно

$$\Psi = \omega_1 \left[\int_1^2 \frac{ds}{v} + \int_2^1 \frac{ds}{v_2} \right] + \Theta,$$

где Θ — фазовые сдвиги, связанные с аппаратурой.

Очевидно, что перемещение одного из излучателей вызовет изменение интерференционной картины во всем пространстве и, в частности, в индикаторе *I*, помещённом в точке *1*.

В том случае, когда можно считать, что распространение колебаний на пути *1—2* происходит по простым законам распространения колебаний в однородных средах (например, в случае распространения вдоль поверхности моря или вдоль ровной земной поверхности при достаточно больших удалениях), можно пользоваться простыми соотношениями, связывающими изменение расстояния между станциями Δr с изменением наблюдаемой разности фаз $\Delta\Psi$:

$$\Delta\Psi = 2\frac{\omega}{v}\Delta r.$$

Для случая произвольных условий распространения при перемещении пункта *2* в точку *3*

$$\Delta\Psi = \omega_1 \left[\int_2^3 \frac{ds}{v_1(\omega, s)} + \int_3^2 \frac{ds}{v_2(\omega, s)} \right].$$

Этот радиоинтерферометр, совершенно аналогичный оптическому интерферометру Майкельсона, для чистых случаев позволяет с исключительной точностью определять изменение расстояния между станциями в масштабе λ:

$$\Delta r = \frac{1}{4\pi}\lambda_1^* \cdot \Delta\Psi.$$

Здесь

$$\lambda_1^* = 2\pi\frac{\overline{v}^*}{\omega_1},$$

где ω_1 — угловая частота первого колебания, $\overline{v}^*$ — фазовая скорость колебания, некоторым образом усреднённая по частотам ω_1 и ω_2 и по интервалу Δr.

При этом многочисленные измерения, произведённые нами [12, 27, 28] и другими сотрудниками лаборатории академиков Л. Мандельштама

и Н. Папалекси [15, 16, 17, 18, 29, 30], а также радиогеодезической лаборатории ЦНИИГАиК [31], показали, что величина $\bar{v}^*$ весьма близка к c.

В цитированной выше нашей работе [12] приведены также результаты, полученные нами при применении описываемого перемещающегося радиоинтерферометра для изучения фазовой структуры и фазовой скорости радиоволн в зоне, где структура эквифазовых поверхностей претерпевает искажения: вблизи излучающей антенны и вблизи неоднородностей, вызывающих диффракционные искажения.

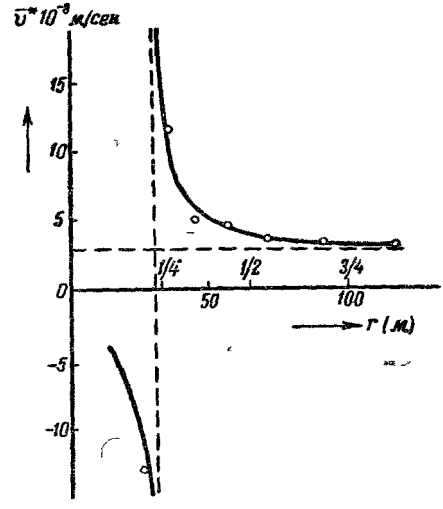

Рис. 13. Кривая зависимости усреднённой фазовой скорости от расстояния до излучающей антенны в области малых удалений.

Рис. 13 даёт экспериментально полученную кривую зависимости усреднённой фазовой скорости от расстояния, для расстояний, малых по сравнению с длиной волны. Следует обратить внимание на обстоятельство, что только для радиоволн возможно производить интерференционные наблюдения на столь малых удалениях от излучателей. В оптике по меньшей мере затруднительно располагать индикатор на расстояниях порядка доли длины волны от источника излучения. Лишь принципиально другой порядок величины длин волн, являющихся масштабом линейных измерений, позволяет в области радиоволн осуществить подобные измерения, так же как и те измерения с дисперсионным интерферометром, которые описаны выше.

На рис. 14 приведены экспериментальные кривые для той же величины, полученные для случая распространения радиоволн вдоль земной поверхности. При этом одна из кривых соответствует отсутствию диффрагирующих неоднородностей. Вторая кривая снята в направлении, в котором имелась незначительная неоднородность, вызывающая диффракционные искажения фазовой структуры (та же балка и дамба, что и в эксперименте, давшем кривую, приведенную на рис. 8).

Автором совместно с А. Прохоровым в 1940 г. под Москвой были проведены эксперименты по изучению фазовой структуры поля радиоволн вблизи искажающей структуру поля опушки леса. Применялся перемещающийся интерферометр, и измеряемой величиной попрежнему являлась усреднённая фазовая скорость. Применяемые волны были 60 и 90 $м$.

Полученные результаты показали, что ровная граница леса вызывает поблизости от опушки возмущения фазовой скорости, причем по мере удаления от леса происходят уменьшающиеся по амплитуде периодические изменения величины фазовой скорости с пространственным периодом $\lambda/2$.

Это свидетельствует о наличии отражения от леса и искажения фазовой структуры поля. Поверхности равных фаз соответственно сгущаются в местах с меньшей фазовой скоростью и разрежаются

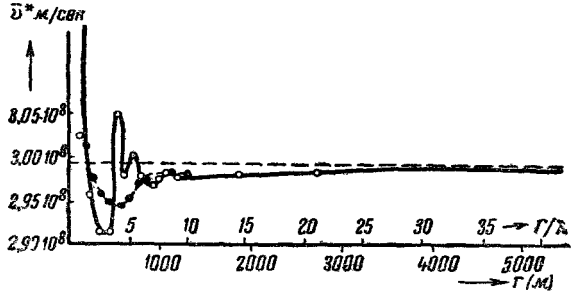

Рис. 14. Кривая зависимости усредненной фазовой скорости от расстояния для расстояний до 40 r/λ.

там, где фазовая скорость имеет наибольшую величину. Заметим, между прочим, что в поле стоячих волн фазовая скорость, определённая как

$$\bar{v}^* = \frac{\omega \Delta r}{\Delta \Psi}$$

во всех точках, кроме узлов, равна бесконечности. В узлах $\bar{v}^* = 0$.

Поэтому наличие периодического колебания фазовой скорости с пространственным периодом $\lambda/2$ указывает на то, что в поле распространяющихся колебаний, кроме нормальных бегущих, имеется определённый процент еще и стоячих волн. Полученные данные о величине колебаний фазовой скорости и скорости затухания этих колебаний позволяют оценить порядок величин коэффициента отражения и затухания отражённых волн для каждого данного изучаемого случая.

Следует также иметь в виду, что измеряемая с помощью перемещающегося интерферометра величина $\bar{v}^* = \frac{\omega_1}{\frac{\Delta \Psi}{\Delta r}}$ будет зависеть от направления перемещения. Если перемещения Δr достаточно малы, чтобы считать v_1 и v_2 на интервале $(r, r + \Delta r)$ неизменными, то

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{\Delta \Psi}{\Delta r} = \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right),$$

и определяется величина проекции $\frac{1}{v_1}+\frac{1}{v_2}$ на направление перемещения. Истинное же направление фазовой скорости для каждого колебания будет определяться направлением вектора

$$\rho = \operatorname{grad} \Phi.$$

Поэтому окончательные заключения о фазовой скорости могут быть сделаны лишь при достаточно полном изучении всей структуры фазового поля (эквифазовых поверхностей).

3. Интерференционные наблюдения при переменной частоте излучения

До сих пор нами разбирались такие варианты радиоинтерферометров, которые использовали один или несколько когерентных излучателей, работающих на определённых фиксированных частотах. Для всех этих вариантов можно найти аналоги среди оптических интерферометров. Но способы генерирования, излучения, приёма и индикации радиоволн, в отличие от оптики, представляют возможность для осуществления измерений при непрерывном изменении частоты в произвольном интервале, практически с любой скоростью изменения.

В оптике излучаемые частоты определяются исключительно свойствами вещества, испускающего свет. Все возможные внешние воздействия (термические, магнитные, электростатические и прочие) могут вызвать лишь статистические уклонения излучаемых дискретных частот от их средних значений, расширяя или расщепляя тем самым спектральные линии.

С помощью известных в оптике приёмов представляется возможным лишь выбирать ту или иную из частот, испускаемых источником. Можно предполагать, что если использовать источник света, обладающий непрерывным спектром, и развернуть этот спектр с помощью соответствующего спектрального прибора, т. е. выделяя из этого непрерывного спектра узкий участок, можно, перемещая щель по спектру, получить источник излучения с переменной частотой. Нам не известно, производились ли эксперименты с интерференцией света при использовании источников с переменной длиной волны. Возможно, что они и неосуществимы.

В радиотехнике возможность изменения излучаемой частоты радиоволн чрезвычайно доступна и не представляет никаких технических трудностей. Здесь скорее встречает определённые затруднения точная фиксация границ изменения частоты — её граничные значения.

Очевидно, что при изменении излучаемой частоты созданная тем или иным способом пространственная интерференционная картина будет непрерывно изменяться, и характер этого изменения в каждой точке пространства интерференции будет вполне определённым образом связан с законом изменения частоты.

Как уже неоднократно указывалось, запаздывающая фаза колебания равна

$$\Phi = \omega \int_a^b \frac{ds}{v} = \omega\tau,$$

где $\tau = \int_a^b \frac{ds}{v}$ — время распространения данного колебания. При изменении частоты фаза колебания, пришедшего в данную точку b из a, будет изменяться по следующим причинам: во-первых (даже при сохранении постоянным τ) вследствие изменения масштаба; во-вторых, вследствие возможного изменения времени распространения, происходящего либо благодаря изменению фазовой скорости данного колебания (дисперсия), либо по причине изменения пути распространения (диффракция).

Разобьём полное изменение $\Phi(\omega)$ на две части: часть, зависящую линейно от ω, и дополнительную часть, связанную с ω через время распространения τ:

$$\Phi(\omega) = k\omega + \varphi(\omega).$$

В какой-либо точке пространства, куда приходят два колебания одной и той же частоты, мы имеем разность фаз

$$\Psi = \Phi_1 - \Phi_2 = k_1\omega - k_2\omega + \varphi_1(\omega) - \varphi_2(\omega) = \\ = (k_1 - k_2)\omega + [\varphi_1(\omega) - \varphi_2(\omega)].$$

После изменения частоты на величину $\Delta\omega$

$$\Delta\Psi = (k_1 - k_2)\Delta\omega + [\Delta\varphi_1(\omega) - \Delta\varphi_2(\omega)].$$

В однородном не диспергирующем пространстве $k = \frac{r}{v}$, где v — фазовая скорость.

Для этого случая

$$\Delta\Psi = \frac{\Delta\omega}{v}(r_1 - r_2),$$

так как при удалении за пределы ближней зоны

$$\Delta\varphi_1(\omega) - \Delta\varphi_2(\omega) = 0.$$

В однородной диспергирующей среде попрежнему траектории распространения не зависят от ω. Однако вследствие дисперсионных свойств среды v зависит от ω, и если

$$\Phi(\omega) = \omega\frac{r}{v(\omega)},$$

то изменение фазы данного колебания при изменении частоты равно

$$\Delta\Phi = r\Delta[\omega/v(\omega)].$$

При $\Delta v \ll v$ можно написать:

$$\Delta\Phi = 2\pi r \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

$$\Delta\Psi = \Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2 = 2\pi \cdot \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)(r_1 - r_2).$$

Пользуясь прежним выражением

$$\Delta\Psi = (k_1 - k_2)\,\Delta\omega$$

и считая попрежнему $\Delta\varphi_1(\omega) - \Delta\varphi_2(\omega) = 0$, положим $k = r/u$.

Тогда получим, что

$$\Delta\Psi = \frac{1}{u}(r_1 - r_2)\,\Delta\omega,$$

а, с другой стороны,

$$\Delta\Psi = 2\pi\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)\cdot(r_1 - r_2).$$

Сравнивая эти выражения, найдём, что для однородного диспергирующего пространства можно пользоваться выражением

$$\Delta\Psi = \frac{1}{u}(r_1 - r_2)\,\Delta\omega,$$

где $u = \dfrac{\Delta f}{\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)}$, т. е. представляет собой квазигрупповую скорость в данном интервале частот от ω до $\omega + \Delta\omega$ *).

Рассмотрим теперь случай, когда на всей данной траектории v остаётся постоянным, и лишь протяжённость траектории r изменяется за счёт диффракции:

$$\Delta\Phi = 2\pi\Delta\left(\frac{r}{\lambda}\right).$$

Это изменение фазы может быть записано в форме

$$\Delta\Phi = 2\pi \cdot r \cdot \Delta\left(\frac{1}{\lambda_1}\right).$$

Но в это выражение войдёт изменённая длина волны $\lambda_1 = \lambda \times (1 - x + x^2 - \cdots)$, где $x = \Delta r/r$, что соответствует как бы изменению фазовой скорости по прежней траектории, так, что исправленное значение скорости есть

$$v_1 = v\,(1 - x + x^2 - \cdots),$$

т. е. с точки зрения наблюдателя будет появляться как бы дополнительная дисперсия.

---

*) Этот случай проанализирован в работе Л. Мандельштама и Н. Папалекси (см. [15]).

Пользуясь для $\Delta\Psi$ прежним выражением $\Delta\Psi = \frac{1}{u_1}(r_1 - r_2)\Delta\omega$, мы должны будем считать $u_1 = \frac{\Delta f}{\Delta\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}$.

Поэтому возможные интерференционные опыты без специального знания свойств трассы распространения не могут позволить разделить последствия дисперсии и диффракции, так как оба эти явления в конечном счете вызывают одно и то же явление изменения разности фаз, отличающееся от линейного, соответствующего случаю свободного пространства.

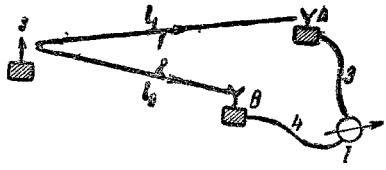

Рис. 15. Схема действия радиоинтерферометра с одним источником излучения.

Рассмотрим теперь, с учетом сделанных заключений, что может дать изменение частоты в применении к ранее разобранным вариантам радиоинтерферометров.

Первый из разобранных вариантов основывался на применении одного источника излучения S. Наблюдаемая в I разность фаз

$$\Psi = \Phi_{SA} - \Phi_{SB} + \varphi_1 - \varphi_2,$$

где $\Phi_{SA} = \omega\tau_{SA}$; $\Phi_{SB} = \omega\tau_{SB}$; φ_1 и φ_2 — соответственно фазовые сдвиги в каналах AI и BI (рис. 15).

Будем в дальнейшем считать сдвиги φ_1 и φ_2 постоянными, что практически всегда может быть достигнуто при применении соответствующей подстройки:

$$\Psi = \omega(\tau_1 - \tau_2) + \xi,$$

где $\xi = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$.

При изменении частоты ω на величину $\Delta\omega$

$$\Delta\Psi = \Delta\omega(\tau_1 - \tau_2) + \omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2) + \Delta\omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2),$$

и следует ожидать, что если $\Delta\omega/\omega$ мало, то будут малы также и $\Delta\tau/\tau$. При этом если появление членов $\Delta\tau_1$ и $\Delta\tau_2$ обязано своим происхождением дисперсии, то тогда $\Delta\tau = q\cdot\Delta\omega$ (допущения о малости $\Delta\tau/\tau$ могут быть подвергнуты сомнению лишь в области аномальной дисперсии).

Пренебрегая членом $\Delta\omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2)$, получим:

$$\Delta\Psi = \Delta\omega(\tau_1 - \tau_2) + \omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2).$$

Фазометр в точке I позволяет измерить величину $\Delta\Psi$. Величины ω и $\Delta\omega$ могут быть известны с той точностью, с какой вообще возможно измерение частоты.

Поэтому, применяя в данном интерферометре изменение частоты, можно в случае отсутствия диффракционных и дисперсионных искажений ($\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2 = 0$) определить величину

$$\tau_1 - \tau_2 = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega}.$$

Считая, что дисперсия и диффракция отсутствуют, мы тем самым предполагаем, что

$$\tau_1 - \tau_2 = \frac{l_1}{v} - \frac{l_2}{v},$$

т. е.

$$l_1 - l_2 = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega} v.$$

Таким образом при указанных предположениях можно определить разность расстояний SA и SB.

На этом основан предложенный Эпплътоном и Барнетом[9] способ измерения высоты отражающих слоёв ионосферы. Применяя в описанном выше интерферометре (см. рис. 1) заданное изменение частоты, указанные авторы, наблюдая смену интерференционной картины в месте приёма, тем самым определяют величину $\Delta\Psi$ и по этой величине вычисляют $L_2 - L_1$, откуда легко может быть вычислена и высота отражающего слоя. Разумеется, при этом расстояние между точками излучения и приёма L_1 должно быть известным.

Если эксперимент показывает уклонение зависимости $\Delta\Psi$ от $\Delta\omega$ от прямой пропорциональности, то степень этого уклонения может служить мерой диффракционных и дисперсионных искажений.

При размещении приборов интерферометра так, чтобы $l_1 = l_2$,

$$\Delta\Psi = \omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2),$$

т. е. прямой отсчёт фазометра может позволить количественно оценить степень различия в искажениях радиоволн на путях SA и SB, определяя разность времён распространения:

$$\tau_1 - \tau_2 = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega} - \eta,$$

где $\eta = (\omega/\Delta\omega)(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2)$. При этом, если отсутствует диффракция выражение для разности времён преобразуется в

$$\tau_1 - \tau_2 = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega} = \frac{l_1}{u} - \frac{l_2}{u} = \frac{1}{u}(l_1 - l_2),$$

где u — квазигрупповая скорость.

Подобный интерферометр при заданном изменении частоты может служить не только для определения изменения положения излучателя (в смысле его перехода с одной гиперболы семейства на другую), но и для определения положения исходного гиперболоида. В предположении идеальных условий распространения:

$$l_1 - l_2 = v\frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega}.$$

При использовании двух когерентных излучателей и соответственном наблюдении разности фаз между двумя колебаниями в общей точке приёма, применение заданного изменения частоты приводит к тем же результатам, что и предыдущий случай.

В самом деле, если два излучателя *1* и *2*, находящиеся на расстоянии d друг от друга (см. рис. 4), излучают когерентные колебания с определённым взаимным фазовым сдвигом, то, как сказано выше, наблюдаемая в *1* разность фаз, определяемая в масштабе частоты ω_1, будет $\Psi = \omega_1(\tau_1 - \tau_2) + \Psi_0$, где $\Psi_0 = \delta - \vartheta$, δ — фазовая ошибка, вносимая индикатором в *1*, ϑ — фазовый сдвиг колебания, испускаемого *2* по отношению к *1*.

Изменяя частоту, мы можем встретиться с двумя возможностями. Или фазовый сдвиг колебания, испускаемого в точке *2* по отношению к *1* (ϑ), остаётся постоянным при изменении частоты, что может быть достигнуто при соответствующей регулировке устройства и центральном расположении общего синхронизирующего генератора, или изменение частоты может вызвать некоторое изменение ϑ.

В первом случае изменение частоты на величину $\Delta\omega$ вызывает изменение наблюдаемой в *1* разности фаз на величину $\Delta\Psi$, совпадающую с определённой для случая одного излучателя:

$$\Delta\Psi = \Delta\omega(\tau_1 - \tau_2) + \omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2) + \Delta\omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2).$$

(При этом предполагается, что фазовые ошибки, вносимые аппаратурой, не изменяются при изменении частоты).

В этом варианте интерферометра так же, как и в разобранном выше, представляется возможным для идеальных законов распространения определить величину $l_1 - l_2$, а в реальных условиях — величину

$$\int_1^1 \frac{ds}{v^*(\omega_1)} - \int_2^1 \frac{ds}{v^*(\omega_2)},$$

где $v^*(\omega_1)$ и $v^*(\omega_2)$ — некоторые средние значения фазовых скоростей распространения колебаний в интервалах частоты $(\omega_1, \omega_1 + \Delta\omega_1)$ и $(\omega_2, \omega_2 + \Delta\omega_2)$.

Во втором случае необходимо знать закон изменения ϑ с частотой. Проще всего этот вопрос разрешается для случая, когда один из излучателей, например *1*, является задающим, и фаза колебаний, испускаемых «отражающим» пунктом *2*, определяется фазой колебаний, пришедших из *1* по пути d, и аппаратурными сдвигами в точке *2*:

$$\vartheta = \Phi_d + \varphi_2.$$

Тогда, полагая все аппаратурные сдвиги постоянными, мы для наблюдаемого в *1* изменения разности фаз при изменении частоты от ω_1 до $\omega_1 + \Delta\omega_1$ и от ω_2 до $\omega_2 + \Delta\omega_2$ получим:

$$\Delta\Psi = \Delta\omega(\tau_1 - \tau_2 - \tau_d) + \omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2 - \Delta\tau_d) + \Delta\omega(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2 - \Delta\tau_d),$$

где

$$\Delta\omega_1 = \frac{\omega}{\omega_2}\Delta\omega_2 = \Delta\omega.$$

Для простейшего случая, когда $\tau = l/v$ и фазовая скорость не зависит от ω (при отсутствии дисперсии и диффракции),

$$\Delta\Psi = \frac{\Delta\omega}{v}[l_1 - (l_2 + d)],$$

откуда

$$l_1 - (l_2 + d) = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega}v,$$

а следовательно,

$$l_1 - l_2 = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega} + d.$$

В отличие от первого случая здесь определяется величина $l_1 - -(l_2 + d)$, а не $l_1 - l_2$.

Если d известно, то это фактически даёт одно и то же. Знание d необходимо для того, чтобы, исходя из полученной величины $\Delta\Psi$, можно было бы вычислить ту поверхность (гиперболоид или гипербола в плоском случае), на которой находится приёмно-индикаторное устройство. Заметим, что данный случай интерферометра с двумя источниками излучения в отличие от интерферометра с одним излучателем позволяет определять гиперболоиды, проходящие через точку наблюдения, а не через источник излучения. Соответственно этому и возможные области применения этих вариантов будут различными [например, система с двумя излучателями позволяет с помощью лёгкого приёмно-регистрирующего устройства решать ряд геодезических задач («радиозонд»)].

В обоих случаях данного варианта интерферометра изменение частоты излучения сопровождается изменением наблюдаемой в I разности фаз. Это же относится и к случаю одного излучателя.

При этом возможна и такая наглядная трактовка наблюдаемого явления. Изменение разности фаз со скоростью $\zeta = d\Psi/dt$ эквивалентно тому, что на фазометр подаются колебания, круговые частоты которых в масштабе измерения различаются на величину ζ.

Это та величина, на которую успела измениться частота излучения за разность времён $(\tau_1 - \tau_2)$ распространения по различным путям от излучателей до индикатора или от одного излучателя до точек приёма.

Очевидно, что так как частота излучаемых колебаний $\omega = d\Theta/dt$, где Θ — полная фаза излучаемого колебания, то

$$\zeta = \int_{t+\tau_3}^{t+\tau_1} d\omega = \omega_{t+\tau_1} - \omega_{t+\tau_2} = \frac{d}{dt}[\Theta(t+\tau_1) - \Theta(t+\tau_2)].$$

Однако, если такое толкование для фазовых измерений при достаточно медленном изменении частоты представляется лишь имеющим принципиальный интерес, при применении индикаторов, основанных на измерении интенсивности результирующего колебания и для быстрых изменений частоты оно может иметь и практическое значение.

В самом деле, при излучении двумя излучателями колебаний одной частоты, значение которой меняется, скажем, по линейному закону, в точке наблюдения будет иметь место периодическое изменение интенсивности результирующего колебания — будут наблюдаться биения, частота которых определяется следующим образом.

Для линейного изменения частоты $\omega(t) = \omega_0 + \alpha t$.

В точку наблюдения по двум различным путям попадут колебания с временными сдвигами τ_1 и τ_2, причём:

$$\omega(t+\tau_1) = \omega_0 + \alpha(t+\tau_1);\ \omega(t+\tau_2) = \omega_0 + \alpha(t+\tau_2),$$

$$\Theta_1 = \omega_0 t + \frac{\alpha}{2}(t+\tau_1)^2,\ \Theta_2 = \omega_0 t + \frac{\alpha}{2}(t+\tau_2)^2.$$

Соответственно этому, выделяемый в квадратичном индикаторе разностный член имеет мгновенную фазу

$$\Theta_1 - \Theta_2 = \alpha(\tau_1 - \tau_2)t + \frac{\alpha}{2}(\tau_1^2 - \tau_2^2),$$

откуда следует, что частота биений будет

$$\zeta = \alpha(\tau_1 - \tau_2), \quad \text{т. е.} \quad \zeta = \omega(t+\tau_1) - \omega(t+\tau_2).$$

Если теперь применить вместо фазометра в точке наблюдения соответсвующий частотомер и обеспечить периодическое повторение процесса линейного изменения частоты с достаточной скоростью этого изменения, мы приходим опять к возможности по наблюдаемой частоте биений определять величину

$$\tau_1 - \tau_2.$$

На этом принципе основан предложенный в 1940 г.[32] радиомаяк с частотной модуляцией и предложенный значительно ранее (1936 г.) [33–35] радиоальтиметр. В радиомаяке, предложенном Дингли мы имеем излучатели, частота которых модулирована по пилообразному закону, так что для большей части времени закон изменения частоты обоих излучателей, управляемых из одного пункта, может считаться линейным.

Очевидно, что каждой точке пространства, симметрично относительно плоскости, проходящей через середину прямой, соединяющей точки излучения (базы d) и ей перпендикулярной, будет соответствовать определенная частота биений. Значение этой частоты будет определять нахождение точки наблюдения на том или ином гиперболоиде семейства, имеющего своими фокусами точки излучения.

Практически таким образом дело сводится к определению разности времён распространения колебаний от обоих излучателей до точки наблюдения, или, со вполне достаточной степенью точности, можно сказать, что измеряется разность расстояний между указанными пунктами. Очевидно, что при практическом осуществлении этой идеи необходимо учесть соотношения между требуемой скоростью изменения частоты, частотой получающихся биений и периодом повторения частотных изменений (исходя из заданных точностей и размеров базы).

Та же идея положена в основу альтиметра с частотной модуляцией ультракоротких волн. Здесь индикатор совмещается с излучателем аналогичным образом модулированных по частоте колебаний и регистрирует биения между испускаемыми колебаниями и колебаниями, возвращающимися после отражения от земли.

В этом случае $\tau_2 = 0$ и $\tau_1 = \zeta/\alpha$, причём $\tau_1 = \tau_1' + \tau_1'' = 2\tau_h$, где τ_h — время, потребное для распространения колебаний от самолёта до земли, ζ — попрежнему частота биений, α — скорость изменения частоты.

Условия измерений высот полёта самолёта требуют для осуществления подобного альтиметра применения дециметровых волн, так как только в этом диапазоне возможно получить технически удобные приборы и соблюсти все необходимые соотношения между скоростью изменения частоты, периодом этой модуляции, частотой биений и измеряемой высотой.

Когда мы имеем два источника когерентного излучения, из которых один является задающим, а другой подчинённым — «отражающим», то, совмещая точку наблюдения с задающим излучателем, мы при наблюдениях с изменением частоты получаем радиодальномер, впервые описанный в работе Л. Мандельштама и Н. Папалекси в 1937 г. [15] *). В этом приборе наблюдаемая разность фаз в масштабе частоты ω_1

$$\Psi = -\omega_1\tau_2 + \Psi_0 = -\frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_2 - \Phi_d(\omega_1) + \delta - \varphi_2,$$

где попрежнему (см. рис. 12) Φ_2 и τ_2 — запаздывание фазы и время распространения на пути от 2 до индикатора 1, Φ_d — фазовый сдвиг на пути от 1 до 2, δ — фазовые искажения в приёмно-измерительном устройстве, φ_2 — фазовые сдвиги в аппаратуре пункта 2.

Так как $l_2 = d$, то, не считаясь со знаком фазы, получаем:

$$\Psi = \Phi_d(\omega_1) + \frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_d(\omega_2) + \varphi_2 + \delta.$$

*) Отметим, что к 1937 г. с этим прибором было уже произведено большое число экспериментов и измерений.

При изменении частоты ω_1 на $\Delta\omega$ и ω_2 на $(\omega_2/\omega_1)\Delta\omega$ имеем:

$$\Delta\Psi = \Phi_d(\omega_1+\Delta\omega) - \Phi_d(\omega_1) + \frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_d\left(\omega_2+\frac{\omega_2}{\omega_1}\Delta\omega\right) - \frac{\omega_1}{\omega_2}\Phi_d(\omega_2),$$

или (считая попрежнему, что $I=\text{const}$; $S=\text{const}$)

$$\Delta\Psi = \Delta\omega(\tau_{\omega_1}+\tau_{\omega_2}) + \omega_1(\Delta\tau_{\omega_1}+\Delta\tau_{\omega_2}) + \Delta\omega(\Delta\tau_{\omega_1}+\Delta\tau_{\omega_2}).$$

Для простейшего случая отсутствия дисперсии и диффракции $\Phi_d = \frac{\omega d}{v}$ и $\Delta\Psi = \Delta\omega\frac{2d}{v}$, откуда $d = \frac{v}{2}\cdot\frac{\Delta\Psi}{\Delta\omega}$.

Многочисленные измерения, произведённые за последние годы, показали *), что для ряда практически интересных случаев можно пользоваться подобными упрощёнными представлениями, делая при этом ошибку, не превосходящую 10^{-4}, что, вообще говоря, лежит в пределах аппаратурных ошибок. Это подтверждает, что роль диффракции и дисперсии при достаточных расстояниях весьма мала и, следовательно, искажения интерференционной картины имеют местный характер, что находится в хорошем согласии с другими интерференционными наблюдениями, упомянутыми в цитированных выше работах.

Если точки *1* и *2*, между которыми производятся радиодальномерные измерения, не неподвижны, так что расстояние между ними d изменяется, то проведение радиодальномерных измерений наталкивается на следующую трудность.

Интерференционная картина и наблюдаемая в *I* разность фаз будет изменяться не только от изменения частоты, но и от изменения d, т. е. от изменения времени запаздывания одного колебания по отношению к другому.

Это затруднение для случая, если за время измерения изменение d может считаться равномерным, может быть легко обойдено с помощью следующего приёма. Изменение частоты производится дважды: один раз в сторону увеличения, другой раз в сторону уменьшения. Если время, затраченное на изменение частоты, в обе стороны одно и то же, то величина

$$\Delta'\Psi = \frac{\Delta_1\Psi - \Delta_2\Psi}{2},$$

где $\Delta_1\Psi$ и $\Delta_2\Psi$ — соответственно измеренные изменения разности фаз в одном случае при увеличении, а в другом случае при уменьшении частоты **), позволяет определить

$$d_{\text{ср}} = \frac{v}{2}\frac{\Delta'\Psi}{\Delta\omega}$$

— значение d в средний момент времени данного интервала. $\Delta_1\Psi + \Delta_2\Psi$

*) Основные результаты этих обширных работ изложены в [15], [16], [17], [18], [29], [30], [31].

** Следует иметь в виду, что $\Delta\Psi = \Psi(\omega+\Delta\omega) - \Psi(\omega)$ будут разного знака для увеличения и уменьшения частоты.

характеризует величину изменения d за время измерения:

$$d_2 - d_1 = \frac{v}{2} \frac{\Delta_1\Psi + \Delta_2\Psi}{\Delta\omega}.$$

Этот приём измерения расстояния при непрерывном изменении измеряемой величины был предложен и впервые использован автором в 1936 г. применительно к измерениям расстояния между берегом и движущимся кораблём во время экспедиционных работ в Карских Воротах.

Анализ этого варианта использования радиодальномера был дан Е. Щёголевым[36] в 1939 г. в применении к простейшим (бездисперсионным и бездиффракционным) условиям распространения радиоволн, которые особенно близки к реальным условиям именно при измерениях вдоль морской поверхности.

4. Интерференция модулированных колебаний

Во всех разобранных выше вариантах радиоинтерферометров рассматривалось излучение и приём немодулированных колебаний и предполагалось, что приёмное устройство представляет собой прибор, позволяющий воспринимать и усиливать колебания с сохранением той их формы, которую они имели при распространении от пункта излучения до точки приёма. Исключение составляло лишь фазоизмерительное устройство, основанное на преобразовании частоты при помощи гетеродинирования.

Однако радиотехника имеет в своём распоряжении возможности использования высокочастотного излучения в качестве переносчика каких-то других сигналов, которые при передаче определённым образом модулируют первичное излучение, а при приёме в результате соответствующей демодуляции вновь выделяются, воспроизводя в точке приёма форму первичного модулирующего сигнала *).

Очевидно, что, используя для модуляции гармонические колебания, мы можем в общем случае, отвлекаясь от системы модуляции и демодуляции, рассматривать процесс так, как будто имеет место непосредственно распространение гармонических колебаний модуляции от точки передачи к точке приёма. Тогда по отношению к этим колебаниям, выделяемым в приёмном устройстве (или в приёмных устройствах), мы можем применить все те соображения, которые были высказаны ранее в отношении способов осуществления интерференции. И совершенно ясно, что любой из рассмотренных выше типов радиоинтерферометров может быть использован для интерференционных наблюдений, если непосредственное излучение когерентных колебаний заменить излучением колебаний произвольных частот, модулированных когерентными колебаниями, и вести наблюдение интер-

*) В оптике мы также имеем возможность использовать модуляцию светового излучения для передачи модулирующего сигнала.

ференции на частоте модуляции после выделения модулирующих колебаний в точках наблюдения.

При этом требования, относящиеся к когерентности и монохроматичности колебаний, создающих интерференцию, будут распространяться лишь на модулирующий процесс. В пространстве, где происходит распространение модулированных колебаний, не будет возникать стационарное распределение амплитуд или фаз или формы результирующего процесса, так как при отсутствии определённых требований к частотам модулируемых колебаний и к соотношению частот между модулирующими и модулируемыми колебаниями результирующий процесс будет непериодическим. В подобных системах весь процесс интерференции имеет место лишь в приёмных устройствах, и его не следует смешивать со случаем наличия в пространстве интерференции какого-либо стационарного распределения колебательных состояний.

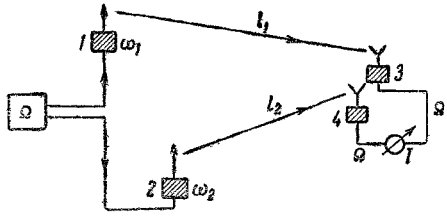

Рис. 16. Простейший вариант радиоинтерферометра с использованием модулированных колебаний.

Рассмотрим простейший вариант подобного радиоинтерферометра, изображённый на рис. 16.

В точках *1* и *2* испускаются колебания ω_1 и ω_2, модулированные колебанием частоты Ω.

В точке приёма принимаются раздельно оба колебания с несущими частотами ω_1 и ω_2. Выделенные после демодуляции колебания частоты Ω подаются на индикатор *I*, который может зарегистрировать в масштабе частоты Ω разность хода, образовавшуюся за счёт различия во времени распространения модулированных колебаний по путям l_1 и l_2. При этом индикация может производиться или амплитудным, или фазовым методом в зависимости от типа индикатора, на который подаются колебания, получаемые после демодуляции модулированных сигналов, принятых в точках *3* и *4*.

Так как отсчёт индикатора определяется временным сдвигом одного из принятых колебаний по отношению к другому, то ясно, что, как и раньше, существенную роль будет, наряду с геометрической разностью путей распространения обоих колебаний, играть скорость переноса модулирующего процесса.

Эта скорость может не совпадать со скоростью распространения модулируемого колебания, и она связана с дисперсионными свойствами среды, в которой происходит распространение. Её величина будет более или менее близка к групповой скорости распространения в данной среде для частоты несущих колебаний. Чем уже тот участок спектра, который занимается модулированным колебанием,

тем точнее скорость переноса модулирующего процесса будет совпадать с групповой скоростью, соответствующей для данной среды частоте несущего колебания.

Эту оговорку следует иметь в виду при использовании модулированных колебаний в любом из разобранных выше типов радиоинтерферометров. Соответственно с использованием модулированных колебаний в любом из разобранных выше типов радиоинтерферометров, в состав аппаратуры должны войти модулирующие устройства на пунктах излучения и устройства для демодуляции на приёмных пунктах.

Отметим ещё раз, что в радиоинтерферометрах, использующих модулированные колебания, изучение фазовых соотношений в масштабе относительно невысокой частоты модуляции Ω приводит к резкому понижению точности, так как $\Omega \ll \omega$, частоты несущего колебания, в масштабе которой производились фазовые измерения в описанных ранее вариантах.

Один из первых вариантов радиоинтерферометра, использующего модулированные колебания, был описан в 1934 г. в работе Деко и Галля [37] *).

Эти авторы применили радиоинтерферометр, работавший на модулированных по амплитуде коротких волнах, для экспериментального определения постоянства пути или, вернее, времени распространения коротких волн для различных линий связи (Париж — Алжир и Париж — Страссбург). В этих опытах звуковая частота (1000 *гц*) модулировала первичное излучение в точке *1*. Это излучение достигало второго пункта — *2*, там принималось, и после демодуляции та же звуковая частота (1000 *гц*) модулировала обратное излучение из пункта *2*, производившееся на другой частоте, чем излучение из точки *1*. Принятые в пункте *1* и выделенные после демодуляции колебания звуковой частоты сравнивались по фазе с первичным — модулирующим колебанием.

Очевидно, что наблюдаемая разность фаз

$$\Psi = \Omega (\tau_1 + \tau_2),$$

где $\Omega = 2\pi F$ — частота модулирующего колебания, τ_1 и τ_2 — соответственно времена переноса модуляции из пункта *1* до пункта *2* и обратно. При этом, так как несущие частоты ω_1 и ω_2 различны, естественно ожидать, что $\tau_1 \neq \tau_2$.

Деко и Галль производили наблюдения за постоянством Ψ, т. е. за постоянством $\tau_1 + \tau_2$, связанных с условиями распространения использованных коротких волн на выбранной трассе, с учётом всех факторов, влияющих на путь и скорость распространения коротких волн — в первую очередь ионосферы.

---

*) К этой же группе приборов относится предложенный Куликовым и Шитовским прибор для измерения расстояний — английский патент № 302602 от 15/XII 1927 г.

Наблюдавшиеся изменения Ψ подтвердили данные о непостоянстве условий отражения коротких волн от ионосферы в ночное и сумеречное время, при незначительной роли этого фактора в дневных условиях.

Если допустить $\tau = r/v$, что может быть сделано с большой точностью в случае распространения в свободном пространстве, например при связи между самолётами, то

$$\Psi = \frac{\Omega}{v} 2r = \frac{4\pi F}{v} r.$$

Тогда для каждого r может быть подобрана такая частота модуляции F, чтобы Ψ принимало одно и то же заранее определённое значение Ψ_0. На этом основан предложенный в 1934 г. Файяром [38] способ измерения расстояний. В этом методе, являющемся типично радиоинтерференционным, используются две станции, аналогичные по назначению установкам Деко и Галля. Подбором частоты модуляции устанавливается определённая разность фаз между колебаниями, модулирующими первый передатчик, и колебаниями после демодуляции сигнала, принятого в пункте *1* после излучения в пункте *2*.

Бесспорно, что этот способ не может обеспечить высокую точность измерения расстояний, но, так как здесь всё измерение сводится к измерению частоты при использовании индикатора постоянства фазового сдвига Ψ_0, который может быть выполнен весьма чувствительным, этот способ может получить весьма удобное техническое оформление.

Определим точность метода:

$$|\Delta r| = \frac{v}{720} \frac{\Delta\Psi_0 F + \Delta F \cdot \Psi_0}{F^2}.$$

Задаваясь $F = 10^3$, $\Psi_0 = \pi$, что соответствует $r = 75$ *км*, получим:

$$|\Delta r|_{м} \cong 416\Delta\Psi + 75\Delta F.$$

Если предположить, что $\Delta F = 2$ *гц*, $\Delta\Psi = 0°,5$,

то

$$|\Delta r| = 358 \text{ м}.$$

Заметим, что описанный метод совершенно аналогичен известному методу Физо и Фуко, применяемому для измерения скорости света. Там также подбирается частота модуляции, осуществляемая с помощью зубчатого колеса, соответствующая определённому фазовому сдвигу модулирующего процесса (π), и лишь в качестве искомой величины является скорость распространения c, определяемая для известного пути распространения.

Выше уже указывалось на основное принципиальное различие между интерференцией модулированных и немодулированных колебаний, заключающееся в том, что положение получаемой интерферен-

ционной картины в первом случае определяется групповой скоростью — групповым временем запаздывания, а во втором — фазовой скоростью интерферирующих колебаний.

Интерферометры, использующие измерение фазовых соотношений немодулированных колебаний, позволяют определять групповую скорость лишь при изменении частоты излучений. Лишь в условиях распространения радиоволн без дисперсии это различие теряет свою силу, так как в этом случае $v = u$, и оба типа интерферометров будут приводить к одним результатам.

Возможно, однако, создание радиоинтерферометра, совмещающего обе упомянутые особенности.

В 1941 г. автором, совместно с А. М. Прохоровым, был предложен и разработан вариант радиоинтерферометра, предназначенный для ионосферных наблюдений во время полного солнечного затмения 1941 г. В этом интерферометре осуществлялось одновременное наблюдение за положением интерференционных картин, связанных как с фазовой, так и с групповой скоростями. Это достигалось тем, что в данном варианте интерферометра, в основу которого положен радиоинтерферометр, описанный выше (стр. 394), осуществляется дополнительная неглубокая амплитудная модуляция обоих излучаемых колебаний. При этом частоты модуляции находятся в целочисленном соотношении, и поддерживается постоянным фазовый сдвиг между обоими модулирующими колебаниями. Эта модуляция лишь несколько размывает фигуру Лиссажу на осциллографе, с помощью которого производится индикация изменения разности фаз высокочастотных колебаний, незначительно снижая точность отсчёта. Детектирование обоих принятых колебаний позволяет выделять частоты модуляции. Эти колебания после соответствующего усиления подаются на отдельный фазометр.

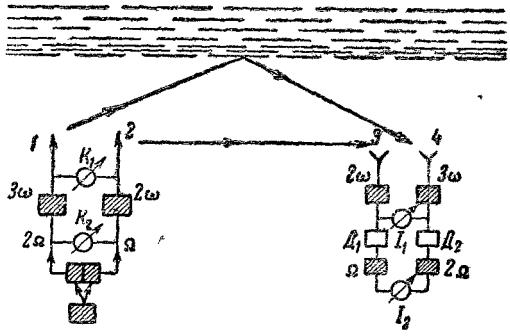

Рис. 17. Схема действия радиоинтерферометра с модулированными колебаниями для наблюдения вариации высоты отражающего слоя ионосферы.

На этом фазометре отсчёт разности фаз, производимый в масштабе одной из частот модуляции, зависит от разности групповых времён распространения обоих сигналов, прошедших различные пути.

Общая схема подобного устройства изображена на рис. 17.

На этом рисунке *1* и *2* — два совмещённых передатчика, работающие на несущих частотах 3ω и 2ω, соответственно модулированные

но амплитуде частотами 2Ω и Ω. Контрольные индикаторы K_1 и K_2 позволяют контролировать постоянство исходных сдвигов фаз по высокой и низкой частотам. *3* и *4* — соответствующие приемные устройства, принимающие сигналы, испущенные передающими устройствами и в одном случае прошедшие путь от передатчика до приемника с отражением от ионосферы, а в другом — прямой путь вдоль земной поверхности. I_1 — фазометр, измеряющий разность фаз по высокой частоте, I_2 — фазометр, измеряющий разность фаз между демодулированными колебаниями уже на низкой частоте.

Сопоставление непрерывных наблюдений за отсчетами обоих фазометров должно дать сведения об изменении не только длины пути луча, отразившегося от ионосферы, т. е. высоты отражающего слоя ионосферы, но и об изменении дисперсионных свойств ионосферы, меняющих значение групповой скорости радиоволн при их отражении от ионосферы.

Кроме того, отсчет по фазометру на частоте модуляции, благодаря значительно более мелкому масштабу подобных измерений, может быть полезен для наблюдений за значительными быстрыми изменениями высоты отражающего слоя ионосферы, когда высокая чувствительность фазовых измерений на радиочастотах может сделать невозможной индикацию подобных изменений по основному фазометру.

Согласно уже упоминавшейся формуле, вариации высоты отражающего слоя ионосферы будут связаны с вариациями разности фаз по высокой частоте соотношением

$$h = \frac{c\sqrt{4H^2 + r^2}}{4\omega_1 H} \cdot \Delta\Psi.$$

Для $H = 100$ *км* (слой *E*), считая $r = 20$ *км*; $\omega_1 = 2\pi \cdot 10^6$, получим

$$\Delta\Psi = 13{,}3\pi h \text{ км},$$

где h, как и прежде, — вариации высоты отражения. Таким образом при изменении высоты отражения на 1 *км* мы будем иметь изменение разности фаз на 2400°.

Если наблюдения ведутся в периоды сильных ионосферных возмущений, подобное изменение высоты отражения может произойти за время, измеряемое немногими секундами или даже долями секунды Очевидно, что соответствующая скорость изменения разности фаз будет слишком велика, чтобы представилось возможным вести непрерывный отсчет показаний фазометра.

Для модулирующих колебаний при

$$F = \frac{\Omega}{2\pi} = 10^4$$

то же изменение оптической длины пути будет соответствовать изменению наблюдаемой разности фаз

$$\Delta\Psi^* = \frac{\Omega}{\omega}\Delta\Psi = 0{,}13\pi = 24°.$$

Эта величина достаточно мала для того, чтобы не нарушать ведения непрерывных отсчётов по второму фазометру даже при весьма быстром изменении высоты отражения. Таким образом отсчёт по второму фазометру должен позволить вести грубую оценку изменений высоты отражения, в то время как отсчёт по первому фазометру позволяет уточнять наблюдаемые изменения и следить за малыми вариациями высоты отражения.

Безусловно, изменения групповой скорости или точнее — группового времени распространения радиоволн, при их распространении в самом отражающем слое, могут вызвать лишь незначительные вариации наблюдаемой разности фаз по низкой частоте, так как следует ожидать, что путь, проходимый радиоволнами в ионизированной среде, не будет превышать нескольких процентов от всего пути распространения «небесного» луча. К сожалению, испытания подобного устройства в действительных условиях не смогли быть проведены в связи с началом войны. Однако проведённые лабораторные эксперименты заставляли рассчитывать на эффективность данного варианта интерференционных наблюдений за состоянием ионосферы.

Если даже отвлечься от дисперсионных свойств трассы распространения модулированных колебаний, то и в этом случае применение модуляции позволяет значительно разнообразить способы получения интерференции. Так, при амплитудной модуляции гармоническим колебанием, когда спектр излучаемых частот имеет всего три линии $\omega + \Omega$; ω; $\omega - \Omega$, можно осуществить раздельное излучение этих колебаний для одного из излучателей интерферометра. И если пространственно разнести точки излучения несущего колебания и боковых частот, то фаза низкочастотного колебания частоты Ω, выделяемого после детектирования несущей и боковых частот, будет определяться не только удалением точки приёма, но и ориентировкой точки наблюдения по отношению к точкам излучения.

Эти изменения будут создаваться в масштабе высокой частоты и аддитивно добавляться к фазе низкочастотного колебания.

Таким образом можно создать весьма разнообразное распределение фазы данного низкочастотного колебания и реализовать самые различные типы интерференционных картин. Соответственно этому типы и назначение радиоинтерферометров с использованием модулированных колебаний могут быть исключительно разнообразны.

IV. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ВДОЛЬ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В ряде случаев практического использования радиоволн мы имеем дело с источниками излучения и точками наблюдения (приёма), расположенными вблизи земной поверхности.

Применение радиоволн с длинами волн от десятков до тысяч метров сделало совершенно законной математическую идеализацию

этой проблемы, сводящуюся к допущению, что излучатель и точки наблюдения находятся непосредственно на поверхности раздела воздух — земля.

Второе допущение, принятое при математической трактовке данной задачи, заключается в том, что поверхность раздела принимают за плоскость и саму землю однородной. Это допущение накладывает определённые ограничения на те расстояния, к которым применимы выводы, полученные на основе анализа плоского случая, и заставляет вводить в рассмотрение некоторые усредненные константы нижней среды — земли. Однако даже в условиях подобной далеко идущей идеализации задача о распространении радиоволн вдоль земной поверхности представляется достаточно трудной, не говоря уже о случаях сложного рельефа или резкого изменения электрических констант земли.

К разрешению подобных более сложных задач безусловно можно приступить, лишь имея удовлетворительное решение вопроса о распространении радиоволн вдоль плоской однородной поверхности земли.

В процессе разработки данного вопроса основное внимание обращалось в первую очередь на обстоятельства, связанные с законом распределения амплитуды колебаний, распространяющихся вдоль поверхности раздела от излучателя, находящегося на этой поверхности. Это объяснялось запросами техники радиосвязи, для которой амплитудные соотношения были решающими Однако развитие ряда специальных применений радиоволн (радиопеленгование, радиомаяки, радиодальномеры и пр) потребовало более полного анализа также и вопросов, связанных со скоростью распространения радиоволн С другой стороны, эти же технические средства дали в руки исследователей новые методы для экспериментальной проверки различных теоретических построений.

Заметим, что измерение расстояния между двумя точками на земной поверхности сводится к определению времени распространения сигнала между этими двумя точками, а следовательно, вычисление расстояния между этими двумя точками по полученным данным требует знания скорости распространения радиоволн в условиях измерений. Знание законов, определяющих величину скорости радиоволн вдоль земной поверхности, может дать возможность определить пути распространения сигналов, определить истинную трассу и ее уклонения от прямой, соединяющей точку излучения с точкой наблюдения, а, значит, и те ошибки, которые могут возникнуть при пеленговании и использовании радиомаяков (отвлекаясь от эффектов, связанных с действием ионосферы). Эти краткие замечания подчеркивают важность установления действительных законов распространения радиоволн вдоль земной поверхности и среди них — законов, определяющих скорость радиоволн. При этом плоская однородная земля и излучатель, расположенный на границе земля — воздух являются основным

исходным случаем, на котором в первую очередь может быть установлена картина изучаемого явления.

Скорость распространения радиоволн однозначно определяется из тех математических выражений, которые описывают процессы распространения в изучаемых условиях, и поэтому экспериментальное изучение скорости радиоволн представляет собой один из способов проверки тех концепций, которые кладутся в основу той или иной теории.

В однородном неограниченном пространстве плоские волны распространяются с фазовой скоростью:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{1+\left(\frac{2\sigma}{\varepsilon f}\right)^2}}}.$$

Эта фазовая скорость v представляет собой постоянную величину, зависящую от констант среды (ε и σ) и от частоты f и не связанную с координатами точки наблюдения.

При этом имеет место дисперсия

$$D = \frac{\partial v}{\partial f} \neq 0.$$

И лишь для тех случаев, когда $2\sigma/\varepsilon f \ll 1$, т. е. токи проводимости много меньше токов смещения, данную среду для соответствующих частот f можно рассматривать как диэлектрик и $v = c/\sqrt{\varepsilon} = \text{const}$ для всех частот, бо́льших той, начиная с которой можно пренебречь величиной $2\sigma/\varepsilon f$.

При рассмотрении элементарного излучателя в однородной среде мы получаем различные законы изменения фазы волны на различных удалениях от излучателя. На достаточно бо́льших удалениях от излучателя — в волновой зоне — распространяющаяся от него сферическая волна имеет фазовую скорость, совпадающую с приведённым выше выражением для плоской волны.

По мере приближения к излучателю мы будем иметь возрастание фазовой скорости, и в непосредственной близости к излучателю фазовая скорость будет бесконечно велика. В дальнейшем условимся за фазу волны принимать фазу той компоненты электрического поля, которая расположена в плоскости, проходящей через ось диполя и направлена по касательной к волне.

Запишем выражение для соответствующего колебания в виде

$$E = A(r) \cdot \sin[\omega t - \Phi(r)]$$

и введём, как и раньше, в рассмотрение две величины:

$$\overline{v} = \frac{\omega r}{\Phi(r)} \quad \text{и} \quad v = \frac{\omega}{\partial\Phi/\partial r};$$

$\overline{v}$ — средняя скорость — определяет собой величину, которая позволяет, пользуясь простым соотношением $\Phi(r) = \omega r/\overline{v}$, находить полное

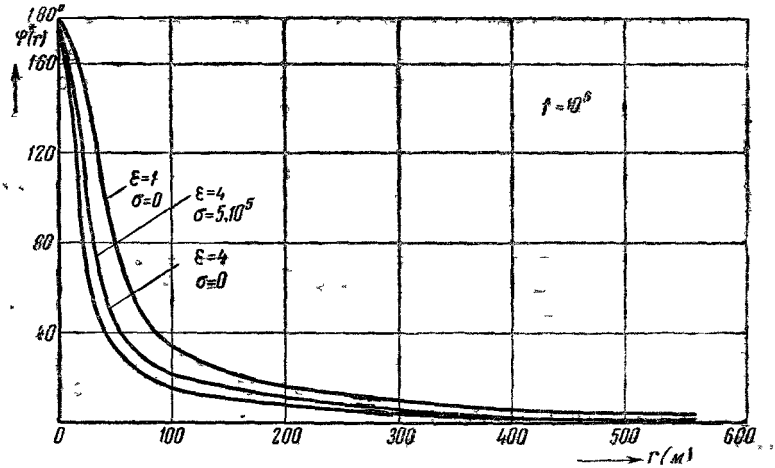

Рис. 18. Теоретические кривые дополнительной фазы (φ^*) при излучении в однородной среде для различных констант среды.

изменение фазы на всей трассе от $r = 0$ до r; v — дифференциальная фазовая скорость в точке, соответствующей данному r.

Само собой очевидно, что временное запаздывание колебания на пути r будет

$$\tau = \frac{r}{\overline{v}} = \int_0^r \frac{dr}{v} = \frac{1}{\omega}\int_0^r \frac{\partial \Phi}{\partial r}\,dr = \frac{1}{\omega}\Phi(r).$$

Для волн, излучаемых диполем в однородном пространстве,

$$E_v = A(r)\cos[\omega t - ar - \varphi^*] = A(r)\cos[\omega t - \Phi(r)],$$

где

$$\Phi(r) = ar + \varphi^*,$$

$$a = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma}{\varepsilon f}\right)^2}},$$

$$b = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\sqrt{-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{2\sigma}{\varepsilon f}\right)^2}},$$

$$\operatorname{tg}\varphi^* = \frac{\frac{a}{r} + 2ab}{a^2 - b^2 - \frac{b}{r} - \frac{1}{r^2}}.$$

Графики дополнительной фазы $\varphi^*(r)$ для различных значений ε и σ при $f = 10^6$ приведены на рис. 18. Здесь

$$\varepsilon = 4,\ \sigma = 0 \quad \text{и} \quad \sigma = 5\cdot 10^5 \quad \text{и} \quad \varepsilon = 1,\ \sigma = 0.$$

Последний случай соответствует излучению диполя в свободном пространстве.

Отсюда для дифференциальной фазовой скорости

$$v = \frac{\omega}{\frac{\partial \Phi}{\partial r}} = \frac{\omega}{a + \frac{\partial \varphi^*}{\partial r}}$$

при

$$\varepsilon = 1, \ \sigma = 0$$

и

$$\varepsilon = 4, \ \sigma = 0$$

получаем кривые, изображённые на рис. 19.

Заметим, что, определяя среднюю фазовую скорость выражением

$$\bar{v} = \frac{\omega r}{\Phi(r)},$$

мы для $\Phi(r)_{r\to 0} \to \Phi_0$ при малых r определяем величину, не имеющую физического смысла скорости распространения фазы.

Если мы по аналогии с выражением $\Theta = \omega t - kr = \omega(t - r/v_0)$ общее выражение $\Theta = \omega t - \Phi(r)$ представляем в виде $\Theta = \omega\left(t - \frac{r}{\bar{v}}\right)$, то $\bar{v} = \frac{\omega r}{\Phi(r)}$ может быть отождествлено со средней скоростью распространения фазы лишь тогда, когда

$$\lim \left| \Phi(r) \right|_{r\to 0} = \lim \left| \frac{r\omega}{\bar{v}} \right|_{r\to 0} = 0.$$

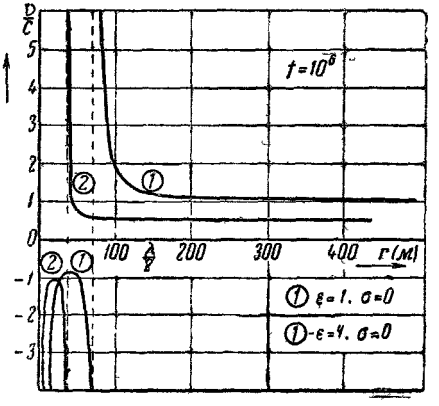

Рис. 19. Кривые для дифференциальной фазовой скорости вблизи излучателя, находящегося в однородной среде.

Это будет тем точнее, чем меньше Φ_0 по сравнению с $\Phi(r)$, т. е. чем больше мы удаляемся от излучателя. В противном случае $\bar{v}$ не имеет такого наглядного физического смысла, как величина v_0.

Величина же дифференциальной фазовой скорости $v = \frac{\omega}{\frac{\partial \Phi}{\partial r}}$ имеет вполне определённый физический смысл, давая скорость распространения фазы в данной точке r.

Отметим ещё раз, что первичной величиной во всех этих построениях остаётся выражение для полной (Θ) и запаздывающей $[\Phi(r)]$ фазы колебания, из рассмотрения которых можно получить все не-

обходимые сведения о распространении колебаний и в частности — временно́е запаздывание колебания

$$\tau = \frac{1}{\omega}\Phi(r).$$

Как следует из приведенных выражений и кривых, вблизи излучателя даже в однородном пространстве имеет место сложный закон распределения фазы, определяющий непостоянство значения фазовой скорости. Отметим при этом, что фазовая скорость (мы будем в дальнейшем говорить о дифференциальной фазовой скорости) все время, начиная с $r > \lambda/4$, имеет величину, бо́льшую, чем ее предельное значение при $r \to \infty$, определяемое исключительно константами среды, в которой происходит распространение.

Теоретический анализ задачи распространения радиоволн вдоль поверхности раздела требует последовательного решения уравнения

$$\nabla^2\Pi + k^2\Pi = 0,$$

где Π—«амплитуда» вектора Герца, из которого могут быть получены любые компоненты электромагнитного поля, с учётом соответствующих граничных условий на поверхности раздела, в бесконечности и в точке излучения.

Первым решением этой задачи явилось решение, данное Ценнеком в 1907 г. [39].

По Ценнеку, решением могут являться плоские неоднородные волны, распространяющиеся вдоль поверхности раздела воздух — земля с постоянной фазовой скоростью (определяемой константами земли) и испытывающие на своем пути поглощение в зависимости от проводимости почвы.

Это вполне строгое решение уравнений электромагнитного поля никак не предусматривает наличия излучателя и фактически представляет собой одну из возможных форм волн, могущих распространяться вдоль поверхности раздела двух сред

Простота и наглядность этого решения, а также то обстоятельство, что в своей первой работе (1909 г.) о волнах, возбуждаемых вертикальным вибратором, находящимся на поверхности земли, Зоммерфельд [11] получил в качестве одной из компонент своего решения волны типа Ценнека и пришел к ошибочному выводу о возможности самостоятельного существования этих волн на больших удалениях от излучателя, привели к тому, что концепция поверхностных волн Ценнека была повсеместно принята в качестве основной при рассмотрении задачи о распространении радиоволн вдоль земной поверхности.

Это обстоятельство подкреплялось еще и тем фактом, что многочисленные измерения поляризационного состояния волн, распространяющихся вдоль земной поверхности, давали весьма удовлетворительное совпадение с данными теории Ценнека

Хотя впоследствии Фоком и Нотером [40,41] была указана, а позднее и самим Зоммерфельдом признана ошибочность представления о самостоятельной физической реальности плоских волн типа Ценнека в составе излучения вибратора, находящегося на поверхности раздела, выводы теории Ценнека в отношении фазовой структуры поля и скорости радиоволн до самого последнего времени широко использовались при рассмотрении тех вопросов, где эта величина играет существенную роль. Эта трактовка использовалась также и в тех случаях, когда имеют место различные аномальные явления, связанные с искажением волновых поверхностей (береговая рефракция и пр.).

По Ценнеку, фазовая скорость плоских неоднородных волн, распространяющихся вдоль границы раздела воздух ($\varepsilon_0=1$, $\sigma=0$) — земля ($\varepsilon > 1$, $\sigma > 0$), определяется волновым числом s, причём

$$\frac{1}{s^2}=\frac{1}{k_0^2}+\frac{1}{k^2},$$

где

$$k_0=\frac{\omega}{c} \quad \text{и} \quad k=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon+j\frac{2\sigma}{f}}.$$

Отсюда

$$v=c\,\frac{\sqrt{(1+\varepsilon)^2+\eta^2}}{\sqrt[4]{(\varepsilon^2+\varepsilon+\eta^2)^2+\eta^2}}\cdot\frac{1}{\cos\frac{\zeta}{2}},$$

где

$$\eta=\frac{2\sigma}{f} \quad \text{и} \quad \zeta=\operatorname{arctg}\frac{\eta}{\varepsilon^2+\varepsilon+\eta^2}.$$

Эта постоянная величина v, не зависящая от координат точки поверхности раздела, в предельных случаях $\sigma=0$, $\eta=0$ переходит в $v=c\sqrt{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}}$; для $\sigma=\infty$, $\eta=\infty$ в $v=c$.

Таким образом, во всём интервале значений σ от 0 до ∞ и $\varepsilon\geqslant 1$

$$v > c.$$

Этот весьма фундаментальный результат, наряду с зависимостью фазовой скорости от частоты в области, где η и ε одного порядка, является очень важным для всех тех вопросов, где скорость радиоволн играет существенную роль.

На рис. 20 изображены кривые для v в зависимости от η при различных ε, вычисленные по вышеприведённой формуле.

Пользуясь этими кривыми, можно определить уклонения v от c во всём практически интересном интервале частот и значений ε и σ. Однако за последние годы накопился значительный экспериментальный материал, не укладывающийся в рамки этих представлений, и ряд попыток использовать теорию Ценнека для объяснения специфических явлений, имеющих место при пеленговании, также окон-

Такой результат совершенно противоречит ценнековской концепции и существенно меняет все построения, основанные на предположении о постоянстве фазовой скорости, её независимости от расстояния, о связи её величины с константами почвы, и существенно меняет очень многие следствия из общепринятых положений.

В силу этого представлялось чрезвычайно важным получение экспериментальных данных, количественно подтверждающих по-

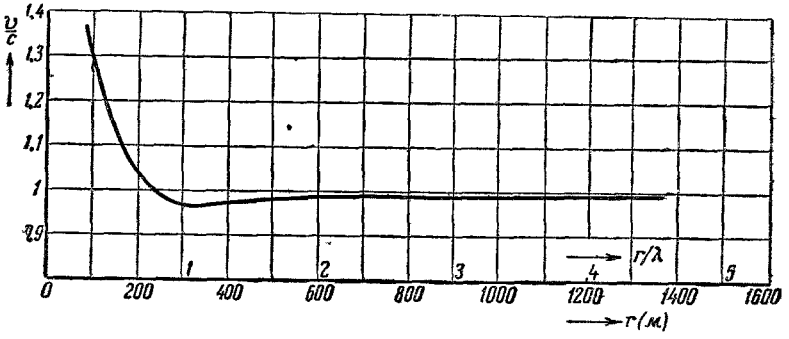

Рис. 21. Кривая для v/c, вычисленная по формулам Зоммерфельда (по Рязину).

добную картину распространения радиоволн вдоль земной поверхности.

Рассмотрим теперь более подробно некоторые количественные соотношения, вытекающие из изложенных выше расчётов применительно к фазовой структуре поля и фазовой скорости радиоволн, возбуждаемых вибратором, расположенным на плоской поверхности раздела воздух—земля. Сопоставление этих расчётов с результатами экспериментов может дать существенные указания на справедливости тех или иных теоретических построений.

Решение задачи о волнах, распространяющихся вдоль поверхности раздела, данное Ценнеком, принципиально не учитывает механизма излучения. При его выводе не рассматривался вопрос о способе создания электромагнитного поля, соответствующего установившемуся процессу и, соответственно, не вводились условия в точке излучения. Поэтому в решении Ценнека, соответствующем плоским неоднородным волнам, нельзя искать особенностей, присущих процессам, разыгрывающимся на небольших удалениях от излучателя.

В этой области строгое рассмотрение задачи, приводящее к указанному выше решению Зоммерфельда, является единственно пригодным, и здесь речь может итти лишь о сопоставлении расчётных данных этой теории с результатами эксперимента.

Для больших удалений от излучателя, когда концепция Ценнека и соответствующая ей концепция поверхностных волн Зоммерфельда считались применимыми, расчёты по формулам Ценнека и последо-

вательная дискуссия решения Зоммерфельда приводят к различным результатам.

Это обстоятельство позволяет путём сравнения результатов измерений, проведённых на достаточно больших удалениях от излучателя, с расчётными данными, полученными для измеряемой величины как по одной, так и по другой теории, установить, какая из них соответствует действительному ходу явления. Для этой цели наиболее подходящей величиной является скорость распространения радиоволн или определяющая её фазовая структура поля. Их изучение, благодаря применению различных вариантов радиоинтерференционной методики, может быть выполнено с точностью, превосходящей точность измерений всех других величин, характерных для распространяющихся волновых процессов.

Как указывалось выше, по Ценнеку v всегда больше c, стремясь к этой величине при $\eta = 2\sigma/f \to \infty$.

Таким образом, согласно формулам Ценнека, в определённой области частот, ε и σ должна иметь место дисперсия. По Зоммерфельду же на достаточно больших удалениях от излучателя v сколь угодно близко к c независимо от констант почвы, стремясь к предельной величине $v = c$ со стороны значений $v < c$.

Эксперименты, проводившиеся на значительных удалениях от излучателя, были двух типов. С одной стороны, методом дисперсионного радиоинтерферометра исследовалось наличие дисперсии (зависимость v от f); с другой стороны, методом радиодальномера определялась средняя фазовая скорость для достаточно больших расстояний. Заметим, что в подобных измерениях получаемая величина представляла собой некоторую усреднённую скорость для двух применявшихся частот.

Эксперименты с дисперсионным интерферометром проводились на море и в условиях степной местности с сухой почвой. Из этих экспериментов, показавших в пределах точности измерений отсутствие дисперсии, мог быть определён верхний предел возможного значения этой величины.

В первом случае (над морем) для σ должны быть приняты значения $\sigma = 6 \cdot 10^9 - 6 \cdot 10^{10}$ CGSE и для применявшихся частот ($f_1 = 10^6$, $f_2 = 0{,}666 \cdot 10^6$ *гц*)

$$\eta_1 \geqslant 1{,}2 \cdot 10^4; \quad \eta_2 \geqslant 1{,}8 \cdot 10^4.$$

Для подобных значений η, по Ценнеку *), с весьма большой точностью, $v = c$, и в пределах использованного интервала частот дисперсия должна была отсутствовать.

Проведённые эксперименты также дали $\Delta v/c = 0$ с точностью, превосходящей $30 \cdot 10^{-4}$. Здесь $\Delta v = v_1 - v_2$, где v_1 и v_2 соответ-

*) См., например, Zenneck und Rukop, Drahtlose Telegraphie (1925); Van der Pol, Phil. Mag., **36**, 88 (1918).

Для радиодальномера $\Delta f = 10^5$ и при $\Delta v/\Delta f = 1{,}35$ *см/сек·гц* для $f = 10^6$ получим:

$$\bar{u}^* = \frac{v}{1 - \frac{\Delta v}{\Delta f}\cdot\frac{f}{v}} = \frac{v}{1 - \frac{1}{\lambda}\frac{\Delta v}{\Delta f}} = \frac{v}{1 - 0{,}45\cdot 10^{-4}}.$$

Таким образом на основании данных измерений с дисперсионным радиоинтерферометром можно с большой точностью отождествить измеряемую с помощью радиодальномера квазигрупповую скорость со средним значением фазовой скорости на данной трассе.

Многочисленные эксперименты с радиодальномерами, ссылки на которые приводились выше [12, 15, 16, 17, 18, 29–31], показали, что эта величина имеет значение порядка $v = 299\,600$ *км/сек*, которая приводится в статье Л. Мандельштама и Н. Папалекси, опубликованной в 1943 г.[52].

В то же время, по Ценнеку, мы имеем для v значения, показанные на кривых рис. 20.

Сравнивая эти цифры с данными отдельных измерений (каждое из которых есть результат усреднения большого числа отсчётов), получаем следующую таблицу:

Таблица IV

Местность	Почва	Константы почвы CGSE	Результаты измерений скорости распространения в *км/сек*	Расчётное значение, по Ценнеку (*км/сек*)
Пятигорск (Машук—Кабан)	воздух	$\varepsilon = 1$ $\sigma = 0$	298 300±1200	299 670
Одесса—море	море	$\varepsilon = 80$ $\sigma = 6\cdot10^9 - 6\cdot10^{10}$	299 500±800	299 670
Оз. Ильмень	пресная вода	$\varepsilon = 8$ $\sigma = 9\cdot10^6 - 9\cdot10^7$	299 400±1500	301 468
Карские Ворота	море	$\varepsilon = 80$ $\sigma = 6\cdot10^9 - 6\cdot10^{10}$	299 700±600	299 670
Пугачев	степь	$\varepsilon = 4$ 10 $\sigma = 10^6 - 10^7$	299 500±80	от 329 637 до 300 569
Карское море	море	$\varepsilon = 80$ $\sigma = 6\cdot10^9 - 6\cdot10^{10}$	299 500±180	299 670

Из этих результатов, полученных с помощью радиодальномера, для нас особенно существенны те, которые соответствуют измерениям над поверхностью сухой почвы или пресной воды, т. е. случаем малой проводимости нижней среды. Таких измерений два. Одно — над пресной водой ($\varepsilon = 80$, $\sigma = 9\cdot10^6 - 9\cdot10^7$), давшее $\bar{v} = 299\,400\pm$

± 1500 *км/сек*. Второе, проведённое в тех же условиях степной местности, что и измерения с дисперсионным интерферометром, дало

$$\bar{v} = 299\,500 \pm 80 \text{ км/сек}.$$

Полученные значения для $\bar{v}$ существенно отличаются от ожидаемых по Ценнеку, которые составляют для первого случая 301 468 *км/сек* и для второго — 329 637—300 569 *км/сек*.

Всё это подтверждает недопустимость применения к данным случаям теории Ценнека, приводящей к значениям фазовой скорости, значительно превышающей c.

Таким образом очевидно, что тогда, когда, по теории Ценнека, мы должны ожидать превышения v над c и наблюдать ощутимую дисперсию, эксперименты, проведённые со всей тщательностью, не обнаруживают ожидаемых эффектов и показывают, в согласии с теорией Зоммерфельда, что на достаточно больших удалениях от излучателя фазовая скорость постоянна, близка к c и не зависит от констант почвы.

Заметим, что, как неоднократно указывалось в цитированных ранее публикациях, другие, неинтерференционные, способы измерения скорости распространения радиоволн (например, импульсные) до сих пор не позволили измерить эту величину с точностью, допускающей сделать вывод о применимости или неприменимости теории Ценнека (тем более, что импульсные методы приводят к определению групповой скорости).

Рассмотрим теперь вопрос о том, в какой мере расчёты, проводимые на основе решения Зоммерфельда, согласуются с экспериментально получаемыми данными.

Выражая решение Зоммерфельда для «амплитуды» вектора Герца в виде

$$\Pi = \frac{2}{r} e^{-jk_0 r} J(\rho),$$

где

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad \rho = j \frac{sk_0^2}{2k^2} r,$$

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon + j \frac{2\sigma}{f}} \quad \text{и} \quad \frac{1}{s^2} = \frac{1}{k_0^2} + \frac{1}{k^2},$$

мы можем задать $J(\rho)$ в форме

$$J(\rho) = |J| \cos\varphi + j |J| \sin\varphi = a + j \cdot b$$

и, пользуясь выражением, данным Уайзом [47], перейти к амплитуде вертикальной компоненты электрического поля у поверхности раздела:

$$E_z = \frac{2}{r} e^{-jk_0 r} \left\{ \frac{a+jb}{1+\frac{k_0^2}{k^2}} + \frac{1}{1-\frac{k_0^4}{k^4}} \left[\frac{1}{jk_0 r} + \frac{1}{(jk_0 r)^2} \right] \right\}.$$

Отсюда, с учётом того, что для практически интересных случаев

$$\left|\frac{k_0^4}{k^4}\right| \ll 1,$$

получим выражение для E_z

$$E_z = \frac{2}{M \cdot r} e^{-jk_0 r}\left\{a\left[\varepsilon(\varepsilon+1)+\eta^2\right]+ b\eta - \frac{M}{4\pi^2}\left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + j\left[\eta a - b\varepsilon(\varepsilon+1) - b\eta^2 - \frac{M\lambda}{2\pi r}\right]\right\},$$

где

$$\eta = \frac{2\sigma}{f}, \quad M = (\varepsilon+1)^2 + \eta^2.$$

Подставляя E_z в явной форме с учётом гармонической зависимости от времени, получим

$$E_z = B\,(r,\omega,\sigma,\varepsilon)\cos\left[\omega t - \left(\frac{\omega}{c} r + \varphi^*\right)\right],$$

причём

$$\operatorname{tg}\varphi^* = -\frac{\eta a - \left[\varepsilon(\varepsilon+1)+\eta^2\right] - \frac{M}{2\pi}\frac{\lambda}{r}}{\left[\varepsilon(\varepsilon+1)+\eta^2\right] a + \eta b - \frac{M}{4\pi^2}\left(\frac{\lambda}{r}\right)^2}.$$

Произведя соответствующие численные расчёты, получим кривые для φ^*, изображённые на рис. 22. При этом величины

$$a = |J|\cos\varphi, \quad b = |J|\sin\varphi$$

подсчитывались с помощью рядов, приведённых в цитированных выше работах Рязина[13] и Альперта, Мигулина и Рязина[12]:

$$a = \sqrt{\frac{\pi x}{2}}\cdot e^{-\frac{x}{2}\cos\psi}\sin\left[\frac{x}{2}\sin\psi - \frac{\psi}{2}\right] + 1 - x\cos\psi + $$
$$+ \frac{x^2}{1\cdot 3}\cos 2\psi - \frac{x^3}{1\cdot 3\cdot 5}\cos 3\psi + \ldots,$$
$$b = \sqrt{\frac{\pi x}{2}}\cdot e^{-\frac{x}{2}\cos\psi}\cos\left[\frac{x}{2}\sin\psi - \frac{\psi}{2}\right] - x\sin\psi + $$
$$+ \frac{x^2}{1\cdot 3}\sin 2\psi - \frac{x^3}{1\cdot 3\cdot 5}\sin 3\psi + \ldots,$$

или при больших x с помощью рядов:

$$a = -\frac{1}{x}\cos\psi - \frac{1\cdot 3}{x^2}\cos 2\psi - \frac{1\cdot 3\cdot 5}{x^3}\cos 3\psi - \ldots,$$
$$b = \frac{1}{x}\sin\psi + \frac{1\cdot 3}{x^2}\sin 2\psi + \frac{1\cdot 3\cdot 5}{x^3}\sin 3\psi + \ldots,$$

где

$$x = \frac{2\pi}{\sqrt{(\varepsilon+1)^2+\eta^2}}\cdot\frac{r}{\lambda}; \quad \operatorname{tg}\psi = \frac{f(\varepsilon+1)}{2\sigma} = \frac{\varepsilon+1}{\eta}.$$

Из кривых рис. 22 можно, пользуясь соотношением

$$v = \frac{c}{1 + \frac{c}{\omega}\frac{\partial \varphi^*}{\partial r}} = \frac{c}{1 + \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \varphi^*}{\partial\left(\frac{r}{\lambda}\right)}},$$

получить зависимость фазовой скорости v от r/λ. Для частного случая $\varepsilon = 5$ (для которого подсчитаны и кривые, рис. 21) мы получаем зависимость v от r/λ, изображённую на графиках рис. 23.

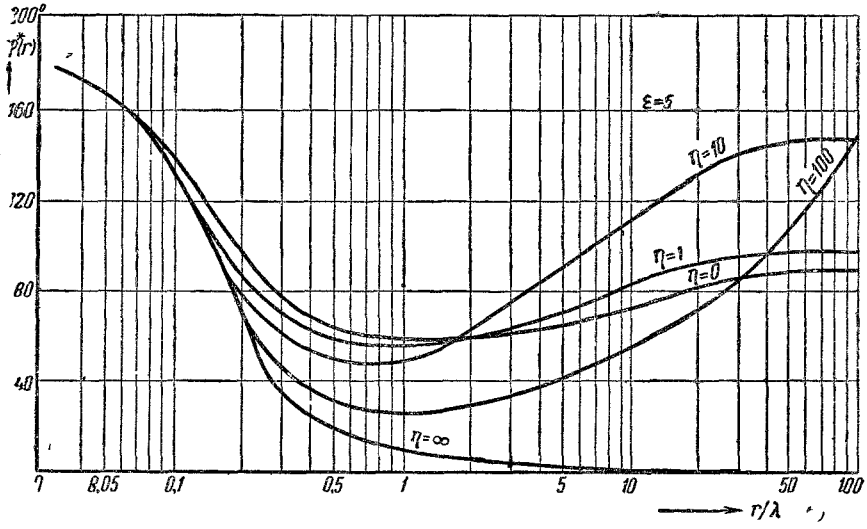

Рис. 22. Кривые дополнительной фазы в функции расстояния для различных констант почвы, получаемые из решения Зоммерфельда.

Как указывалось выше (рис. 14), эксперименты, произведённые нами в условиях степной местности, достаточно убедительно подтвердили характер изменения дифференциальной фазовой скорости, следующий из решения Зоммерфельда и иллюстрируемый кривыми рис. 21 и 23. Однако вопрос о точном количественном совпадении расчётов с результатами экспериментов и для небольших и для больших удалений может быть разрешён лишь в том случае, если известны те значения почвенных констант (ε, σ), которые должны быть приняты при расчётах для данных условий эксперимента. При этом следует также считаться с возможностью, что на различных удалениях от излучателя в процессе распространения волн вдоль поверхности раздела могут участвовать различные толщины земли. А так как при выводе формул Зоммерфельда земля предполагалась однородной, то, следовательно, в формулы входят некоторые эффективные значения ε и σ, соответствующие для различных удалений различной толщине

рабочего слоя земной поверхности. Всё это крайне усложняет задачу установления однозначного соответствия между расчётами и экспериментальными данными. К тому же в нашем распоряжении нет каких-либо данных, позволяющих точно определить значения этих почвенных констант для тех условий, в которых проводились эксперименты. Поэтому целесообразно произвести расчёты по Зоммерфельду для различных ε и σ, выбирая их по литературным данным, полученным из измерений другими методами. Сопоставление полученной группы расчётных данных с результатами экспериментов может дать представление о степени возможных ошибок, связанных с применением указанных выше формул при использовании ориентировочных значений ε и σ.

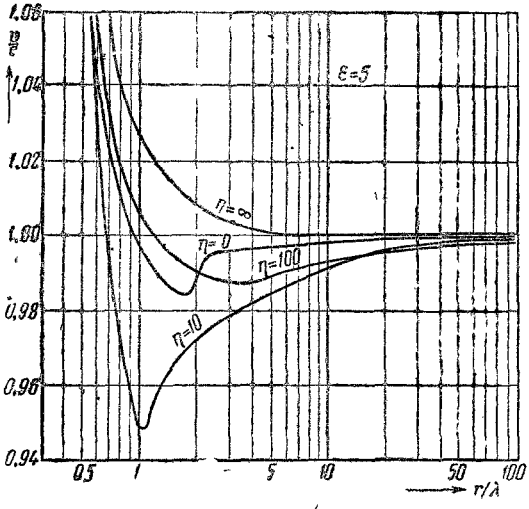

Рис. 23. Кривые для дифференциальной фазовой скорости при различных константах почвы, полученные на основе решения Зоммерфельда.

Эти соображения относятся как к случаю небольших, так и к случаю значительных удалений от излучателя. При этом результаты, полученные в опытах с дисперсионным радиоинтерферометром, использованные нами при проверке применимости теории Ценнека, с успехом могут быть применены и для количественной проверки расчётов по Зоммерфельду. Эти измерения, охватывающие большой диапазон расстояний, отличаются поэтому большой точностью. При этом та пара значений ε и σ, которая соответствует совпадению расчётных и экспериментальных данных для данной методики при больших удалениях, должна, при использовании в формулах, вытекающих из решения Зоммерфельда, давать также удовлетворительное согласование с результатами измерений, проведённых другими методами на малых удалениях. Разумеется, выводы о применимости проделанных расчётов могут быть сделаны лишь в том случае, если совпадение расчётов с экспериментальными данными осуществляется при разумных значениях почвенных констант (ε, σ). Заметим, что имеющиеся в нашем распоряжении (правда, весьма надёжные) экспериментальные данные относятся лишь к одним почвенным условиям, вследствие чего необходимо особенно тщательно отнестись к вопросу выбора значений ε и σ и к вопросу о согласовании результатов, полу-

ченных при применении различных вариантов интерференционной методики с результатами расчётов.

Приведённые выше данные, полученные с помощью дисперсионного радиоинтерферометра, показывают, что в условиях степной местности изменения величины

$$\Psi = \frac{3}{2}\varphi_2^* - \varphi_1^*$$

при изменении расстояния от $r_1 = 2900$ *м* до $r_2 = 13\,300$ *м* не превосходили $\pm 40'$.

Таким образом

$$\Delta\Psi = \left(\frac{3}{2}\varphi_2^* - \varphi_1^*\right)_{r_2} - \left(\frac{3}{2}\varphi_2^* - \varphi_1^*\right)_{r_1} \leqslant 1°20',$$

где

$$r_1 = 2900\ м = 22{,}75\ \lambda_1 = 15{,}13\ \lambda_2,$$

$$r_2 = 13\,300\ м = 104{,}2\ \lambda_1 = 69{,}5\ \lambda_2.$$

Производя вычисления величин φ_1^* и φ_2^* и определяемой из них $\Delta\Psi$ для заданного интервала расстояний, мы по указанным выше формулам для различных почвенных констант получаем значения, приведённые в табл. V.

Таблица V

ε \ σ	10^6	$5 \cdot 10^6$
2	1°22′	10°4′
4	4°00′	11°13′
6	8°56′	—

Из этих цифр следует, что совпадение расчётных значений $\Delta\Psi$ с результатами эксперимента имеет место лишь для $\sigma = 10^6$ и $\varepsilon = 2$. При больших σ расчетные значения $\Delta\Psi$ для данных удалений от излучателя много больше тех, которые были получены опытным путем. В этом случае имеет место более медленное приближение φ^* к своему предельному значению (φ_∞^*). Поэтому для заданного интервала значений (от 2900 до 13 300 *м*) при $\sigma = 5 \cdot 10^6$ и выше общее изменение Ψ получается значительно больше того, которое могло иметь место в экспериментах.

Конечно, для много бо́льших значений σ скорость вырастания φ^* будет настолько мала, что мы опять получим практическое отсутствие дисперсии и совпадение величин v_1 и v_2 между собой и со скоростью света. Но требуемые для этого значения σ (порядка $5 \cdot 10^8$

CGSE и выше) выводят нас за пределы возможных проводимостей почвы в тех условиях, в которых проводились измерения (сухая степь, осенью).

Для меньших удалений от излучателя мы, как это можно видеть из кривых рис. 22 и 23, будем иметь различные значения $v\ (r)$ для различных частот, а следовательно, в данной зоне будет наблюдаться определённая дисперсия и изменение с расстоянием разности фаз, наблюдаемой на индикаторе дисперсионного радиоинтерферометра.

Проведённые нами в 1939 г. эксперименты подтвердили эти соображения, дав кривые, приведённые выше, на рис. 8.

По мере дальнейшего приближения к излучателю, наблюдаемая на индикаторе дисперсионного радиоинтерферометра величина Ψ начинает изменяться в соответствии с законом изменения «возмущения» фазы φ^* компоненты E_z в промежуточной и ближней зонах. При этом для малых расстояний анализ решения Зоммерфельда указывает на возможность при $r \ll \lambda$ заменить почву с конечной проводимостью идеальным проводником. В этом случае (практически при $r < \lambda/5$) мы получаем из строгого решения Зоммерфельда те же закономерности для φ^* и $v(r)$, что и для диполя в свободном пространстве. Однако на подобных малых расстояниях необходимо учитывать конечные размеры излучающей антенны. Вопрос о фазовых соотношениях в ближней зоне нами, как уже указывалось выше, специально исследовался теоретически и экспериментально. Результаты этого исследования были изложены в нашей работе[19], и один из иллюстрирующих эти результаты графиков приведён на рис. 9. Превосходное совпадение теоретических расчётов с экспериментальными данными для этого случая указывает на правильность теоретического рассмотрения задачи и на успех применённой в этом случае методики дисперсионного радиоинтерферометра *).

Здесь уместно упомянуть о том разделении на зоны, которым мы пользуемся в данной работе. Характер кривых, изображённых на рис. 23, позволяет выделить три характерные зоны: а) ближняя зона, в которой закон изменения фазы и фазовой скорости с расстоянием совпадает с таковым для случая излучателя, находящегося в свободном пространстве. В этой зоне, которая простирается примерно до $(0{,}2 \div 0{,}1)\ \lambda$, константы почвы практически не сказываются на характере поля радиоволн.

б) Промежуточная зона, в которой фазовая скорость, уклоняясь от значений, соответствующих случаю диполя в вакууме, уменьшается и, делаясь меньше c, доходит до некоторого минимального значения.

в) Зона установления, в которой v монотонно возрастает и асимптотически стремится к c. За пределами зоны установления величина

*) Эти вопросы впоследствии послужили темой кандидатской диссертации Я. Л. Альперта [53].

v практически не зависит от расстояния и от частоты и констант почвы, так что в этих условиях дисперсия отсутствует и $v=c$. Очевидно, что величины промежуточной зоны и зоны установления и положение границы между ними будут различными для разных констант почвы и частоты.

Использованные нами при проверке теории Ценнека и приведённые ранее на рис. 8 данные, полученные с помощью дисперсионного радиоинтерферометра, давали лишь качественное подтверждение существования зоны установления.

Для изучения характера установления фазовой скорости и проверки теоретических результатов, вытекающих из теории Зоммерфельда, нами использовался другой вариант радиоинтерферометра—перемещающийся радиоинтерферометр.

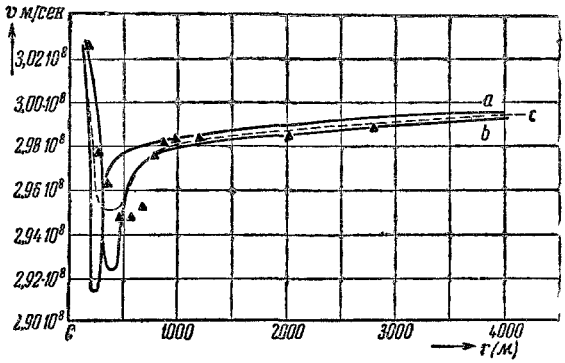

Рис. 24. Кривые дифференциальной фазовой скорости двух колебаний и экспериментально определяемой величины $\overline{v}^*$ для $\varepsilon=5$; $\sigma=1{,}15\ 10^6$. Треугольниками показаны результаты экспериментов.

Результаты наиболее характерных экспериментов, проведённых с перемещающимся радиоинтерферометром, были приведены ранее (см. рис. 13 и 14) при описании принципа действия данного варианта радиоинтерферометра. Здесь мы произведём сопоставление этих результатов с величинами, рассчитанными по формулам, вытекающим из решения Зоммерфельда.

Беря в согласии с результатами опытов с дисперсионным радиоинтерферометром $\eta=\frac{2\sigma}{f}$ порядка 1, получим для $f=2{,}29836\cdot10^6$ *гц* $\sigma\cong1{,}15\cdot10^6$.

Используя уже проведённые вычисления для $\varepsilon=5$, можно подсчитать величины $v(r)$ для f_1 и $f_2=2/3\,f_1$, для которых соответственно $\eta_1=1$ и $\eta_2=3/2$. Соответствующие кривые показаны на рис. 24 (кривые a и b). Однако в результате эксперимента определяется несколько другая величина

$$\overline{v}^*=\frac{2\omega_1}{\frac{\Delta\varphi}{\Delta r}},$$

представляющая собой некоторое условное усреднение дифференциальных фазовых скоростей по интервалу Δr и частотам ω_1 и ω_2.

Эта величина

$$\bar{v}^* = \frac{2\omega_1}{2\frac{\omega_1}{c} + \frac{\Delta\left(\overset{*}{1} + \frac{3}{2}\varphi_2^*\right)}{\Delta r}} = \frac{c}{1 + \frac{\lambda}{4\pi}\frac{\Delta\left(\varphi_1^* + \frac{3}{2}\varphi_2^*\right)}{\Delta r}}$$

может быть непосредственно подсчитана для различных r.

Принимая $\lambda_1 = c/f_1 = 130{,}4$ *м* ($c = 2{,}99670 \cdot 10^8$ *м/сек*) для значений $\varepsilon = 5$, $\eta_1 = 1$, $\eta_2 = 1{,}5$, получаем теоретическую кривую, изображённую на том же рис. 24 (кривая *c*).

Нанесённые в виде треугольников экспериментальные данные дают достаточно убедительное подтверждение справедливости проделанных расчётов. Вероятно, более тщательный подбор величин ε и $\sigma(\eta)$ мог бы обеспечить более точное совпадение теоретической кривой с экспериментом. Однако полученные результаты подтверждают не только качественный закон установления фазовой скорости с удалением от излучателя, но и количественные данные, касающиеся порядка величин ε и σ, закона изменения $\bar{v}^*$, а следовательно, и v_1 и v_2 для каждого из колебаний в отдельности.

Резюмируя весь материал, изложенный в настоящей главе, можно сделать следующие основные выводы:

1. При рассмотрении распространения радиоволн вдоль поверхности раздела от излучателя, находящегося на этой поверхности, необходимо пользоваться результатами, получаемыми из строгого решения Зоммерфельда.

Этот вывод, подтверждённый количественно и качественно рядом экспериментов, безусловно исключает применение к данной задаче концепции плоских неоднородных волн Ценнека.

2. Для экспериментальной проверки теорий распространения радиоволн и изучения процессов, разыгрывающихся в поле радиоволн в действительных условиях, во всех случаях, где речь идёт о фазовых соотношениях, скоростях и фазовой структуре поля, различные варианты радиоинтерферометров являются наиболее подходящим экспериментальным средством.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиотехника допускает лёгкое преобразование многомерных колебаний в одномерные и обратно (переход от электромагнитных колебаний поля к колебаниям токов или напряжений в цепях радиоустройств и обратно), а также даёт пути для прямых измерений фазовых сдвигов когерентных колебаний. Это позволяет расширить понятие интерференции для случая радиоволн по сравнению с оптикой.

Под радиоинтерференцией можно понимать не только стационарное периодическое пространственное распределение амплитуды результирующего колебания, но и распределение формы результирую-

щего колебательного процесса, образованного в пространстве или в индикаторе в результате одновременного действия интерферирующих волн.

Подобное определение радиоинтерференции включает в себя также интерференцию колебаний с соизмеримыми, а не только равными частотами. Кроме того, возможность перенесения интерференции из пространства в индикатор позволяет для радиоволн рассматривать также интерференцию модулированных колебаний. Все эти обстоятельства позволяют получать исключительное разнообразие радиоинтерференционных явлений.

Последовательное применение явления интерференции в области радиоволн, различные варианты радиоинтерференционной методики для научных исследований и практических применений, а также постановка большого цикла исследований, связанных с этой проблемой, — результат плодотворнейшей работы академиков Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси в течение ряда последних лет их жизни и деятельности.

Эти замечательные труды, положившие начало новому направлению в радиофизических исследованиях, дали много ценнейших научных и технических результатов, некоторые стороны которых освещены в настоящей работе.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Бернштейн, ЖТФ **11**, 305 (1941).
2. Е. Щёголев, ЖТФ **4**, 191 (1934).
3. И. Любченко, ЖТФ **8**, 1548 (1938).
4. В. Юзвинский, ЖТФ **11**, 55 (1941).
5. Friis, P. I. R. E., **13**, 685 (1925).
6. Grosskopf, T. F. T., **11**, 334 (1940).
7. Chaman Lal, Ind. Journ. of Phys., № 15, 289 (1941).
8. N. Nijenuis, Phylips Techn. Rundsch., H. 7, July (1940).
9. E. V. Appleton and Barnett M., Proc. Roy. Soc, **113**, 450 (1928).
10. Ross and Slow, Nature, **139**, 571 (1937).
11. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys., **28**, 664 (1909).
12. Я. Альперт, В. Мигулин и П. Рязин, ЖТФ **11**, 7 (1941).
13. П. Рязин, Изв. АН СССР. Серия физич., **4** № 3, 434 (1940).
14. Е. Щёголев, ЖТФ., **11**, 44 (1941).
15. Л. Мандельштам и Н. Папалекси, ЖТФ, **7**, 561 (1937).
16. Л. Мандельштам и Н. Папалекси, ЖТФ, **7**, 764 (1937).
17. Е. Щёголев, ЖТФ, **7**, 579 (1937),
18. Е. Щёголев, Изв. АН СССР, Серия физич., вып. 4, 551 (1938).
19. Я. Альперт, В. Мигулин и П. Рязин, ДАН, **18**, 635 (1938).
20. Я. Альперт, В. Мигулин и П. Рязин, ЖТФ, **9**, 824 (1939).
21. Я. Альперт и В. Мигулин, ДАН, **26**, 878 (1940).
22. Harms, немецкий патент (D.R.P. № 546000), опубликован 8/III 1932 г.
23. П. Рязин, Докторская диссертация. Труды ФИАН, **3**, вып. 2, 45 (1946).
24. Н. Папалекси, Изв. АН СССР, Серия физич., № 4, 539 (1938).
25. Н. Папалекси, Труды экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения 19/IV 1936 г. т. I, стр. 115.

26. Л. Мандельштам и Н. Папалекси, ДАН, 26, 182 (1940).
27. J. Alpert, V. Migulin and Ryazin, Journ. of Phys., 4, 13 (1941).
28. Я. Альперт и В. Мигулин, Изв. АН. Серия физич., 4, 458 (1940).
29. Л. Мандельштам, Изв. АН. Серия физич., № 4, 539 (1938).
30. C. Viller and E. Schegolev, Techn. Phys. USSR, 4, 87 (1937).
31. А. Грузинов, Л. Миндлин, Изв. АН СССР. Серия физич., 4, 468 (1940).
32. E. N. Dingley, Communications, стр. 5. January (1940).
33. Sadahira Matsuo, Journ. I. E. E. Japan., № 571, February (1936).
34. Sadahira Matsuo, P. I. R. E., 26, 841, July (1938).
35. L. Espenschied and Newhose, Bell. Syst. Techn. Journ., 18, 222 (1939).
36. E. Schegolev, Journ. of Phys. USSR, 1, № 5—6, 389 (1939).
37. B. Decaux et I. B. Gall C. R., 198, 2239 (1934).
38. P. Fayard, L'onde Electrique, 13, 359 (1934).
39. J. Zenneck, Ann. der Phys., 23, 846 (1907).
40. Франк и Мизес, Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, стр 937 (1937).
41. Frank und Mises, Differential und integral gleichungen der mechanik und physik., I, стр. 932 (1935).
42. Hörschelmann, Jahr. d. Draht. Tel. u. Tel., 5, 14, 188 (1911).
43. H. Weyl, Ann. d. Phys., 60, 481 (1919).
44. B. van der Pol, Zeits. f. Hochfr Techn., 37, 152 (1931).
45. B. van der Pol und Niessen, Ann. d. Phys., 6, 273 (1930).
46. K. Niessen, Ann. d. Phys., 16, 810 (1938).
K. Niessen Ann. d. Phys., 18, 893 (1933).
K. Niessen, Ann. d. Phys., 28, 209 (1937).
K. Niessen, Ann. d. Phys., 37, 522 (1938).
47. W. Wise, Bell. Syst. Techn. Journ., № 8, 652 (1929).
48. C. Burrows, Bell. Syst. Techn. Journ., 16, 45 (1939).
49. K. Norton, P. I. R. E., 25, № 9, (1937).
50. Б. Введенский, Основы теории распространения радиоволн. ОНТИ (1934).
51. Б. Введенский и А. Аренберг, Распространение ультракоротких волн. Связьтехиздат (1938).
52. Л. Мандельштам и Н. Папалекси, Известия АН СССР. Серия физич., 7, № 5, 145 (1943).
53. Я. Л. Альперт, Труды ФИАН, 3, вып. 2, 3 (1946).