

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗУЧЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ И МЕЖПЛАНЕТНОГО ГАЗА С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ И КОСМИЧЕСКИХ РАКЕТ

Я. Л. Альперт

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	369
§ 1. Итоги опытов с помощью высотных ракет	370
§ 2. Некоторые задачи современных исследований	375
§ 3. Об особенностях различного типа экспериментов с помощью спутников и ракет	377
II. Эффект Допплера на радиочастотах	378
§ 4. Исключение «оптической» составляющей доплеровского смещения частоты	383
§ 5. Разность доплеровского смещения частот обыкновенной и необыкновенной волн — «вращательный» эффект Допплера	384
§ 6. Некоторые результаты опытов	386
III. Амплитуда радиосигналов спутника или ракеты	388
§ 7. Исследования неоднородной структуры ионосферы	389
§ 8. Антиподный эффект и другие явления сверхдальнего распространения радиосигналов спутника вокруг Земли	392
§ 9. «Радиовосход» и «радиозаход» спутника	394
IV. Возмущения плазмы, вызываемые спутником	397
§ 10. Нарушение концентрации частиц и электрическое поле вокруг спутника или ракеты	398
§ 11. Экспериментальные данные по рассеянию радиоволн от следов спутников; другие радиоэффекты	401
§ 12. Анализ экспериментальных данных по рассеянию радиоволн	404
§ 13. О возможности измерений с помощью различного типа зондов	406
V. Заключение	407

I. ВВЕДЕНИЕ

Мы рассмотрим некоторые возможности экспериментов с использованием спутников, а также космических ракет, ставящих своей целью изучение ионосферы. Имеется в виду главным образом недоступная в прежних опытах внешняя ее часть, простирающаяся от высоты в 300—400 км выше главного максимума на тысячи километров от Земли и переходящая в межпланетный газ. Здесь предполагается изучение электромагнитных свойств этих сред (плотности заряженных частиц, упругих их столкновений между собой или с нейтральными частицами, электронных или ионных неоднородных образований, а также плазменных волн, электромагнитного излучения частиц и подобных явлений).

Соответствующие задачи во многих отношениях отличаются по своей физической сути от задач, которые решались ранее как с помощью

наземных средств, так и с помощью высотных ракет. Это связано, с одной стороны, с тем, что исследуется среда, которая представляет собой достаточно сильно ионизованную и сильно разреженную плазму. В ряде отношений процессы в ней значительно проще, чем во внутренней приземной плазме—ионосфере; это облегчает, например, извлечение важных результатов из сравнительно простых опытов. С другой стороны, поскольку в опытах используются приборы, помещаемые на теле, скорость которого превышает или соизмерима с тепловой скоростью частиц газовой среды, постольку становится необходимым учитывать процессы взаимодействия тела как с плазмой, так и с полем излучения, в котором оно движется; без этого сколько-нибудь точно и уверенно получать искомые данные о свойствах среды из результатов измерений вряд ли возможно. Это существенно и принципиально затрудняет постановку и анализ многих измерений. Наконец, получение данных о локальных свойствах среды, т. е. в некоторой конечной области, окружающей спутник или ракету, затрудняется из-за маскирующего и возмущающего влияния областей ионосферы, лежащих между наблюдателем и спутником.

До сих пор на спутниках главным образом используются методы исследования ионосферы, привычные для экспериментов в земных условиях, вследствие ограниченного знания свойств исследуемой среды. Однако совершенно ясно, что плодотворными будут эксперименты, методика которых основана на тех или иных явлениях, происходящих в окрестности спутника, вызванных им самим в этой среде. Некоторые такие возможности будут указаны ниже (см. § 13). Но в настоящее время физические свойства плазмы и ее поведение в различных условиях под воздействием движущегося тела очень мало изучены теоретически. Поэтому, может быть, первоочередная задача опытов с помощью спутников состоит в исследовании самих явлений, возникающих в окрестности тела, причем, очевидно, измеряемые величины не сразу смогут дать непосредственно сведения о параметрах, характеризующих саму среду. Такой подход к исследованиям может, естественно, изменить характер того или иного опыта, однако к этому, во-первых, вынуждают указанные обстоятельства, а, во-вторых, сами по себе опыты подобного типа представляют большой интерес как один из путей экспериментального изучения плазмы, трудно поддающейся изучению в лаборатории.

Рассматривая вопрос об исследованиях ионосферы с помощью спутников, целесообразно остановиться на результатах соответствующих опытов с помощью высотных ракет. Иногда думают, что этим путем были открыты совершенно новые свойства ионосферы. Такое мнение, однако, сильно преувеличивает достигнутые успехи, хотя несомненно, что прямое подтверждение ранее ожидавшихся или известных данных об ионосфере является значительным фактом, не говоря уже о важности регулярных исследований подобного типа. Некоторые итоги этих опытов, связанные с интересующими нас вопросами, даны в § 1.

§ 1. ИТОГИ ОПЫТОВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОТНЫХ РАКЕТ

Один из основных результатов исследований ионосферы с помощью высотных ракет состоит в доказательстве того, что электронная концентрация N более или менее плавно возрастает с высотой z в нижней части ионосферы и слои E и F характеризуются относительно мало выраженными максимумами электронной концентрации N_m . Серия кривых $N(z)$, снятых в различные годы в пункте Белые Пески в США и в пункте Форт Черчилл в Канаде, приведена на рис. 1. На этом же рисунке приводится

одна из первых опубликованных кривых $N(z)^{1,2}$. Этот вывод, основанный на результатах ракетных опытов, сделан в 1953—1954 гг.¹, но уже в то время

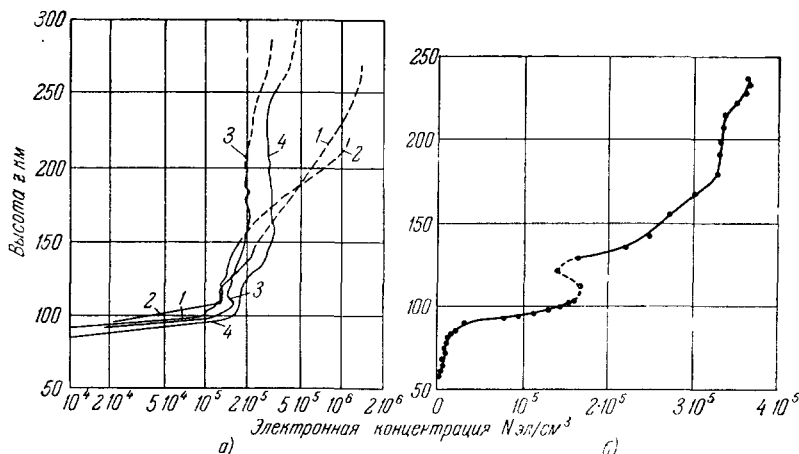


Рис. 1. Зависимость электронной концентрации от высоты, полученная в опытах с помощью высотных ракет.

а) Белье Пески (США) 1—29.IX.1949, 10⁰⁰; 2—21.XI.1950, 18¹⁸; 3—7.V.1954, 10⁰⁰; 4—29.VI.1956, 12⁰⁹. б) Форт Черчилл (Канада) 4.VII.1957, 12¹⁶.

он не являлся новым и не противоречил зависимости $N(z)$, получавшейся из обработки высотно-частотных характеристик ионосферы (ионограмм) снимаемых при вертикальном зондировании ионосферы с помощью радиоволн. Более того, в дальнейшем, при использовании достаточно последовательных методов математической обработки ионограмм, из сравнения кривых $N(z)$, получаемых обоими методами, была показана почти полная их идентичность даже в ряде деталей, что видно из рис. 2³. Вместе с тем вряд ли можно недооценивать важность дальнейших «прямых» измерений $N(z)$ с помощью ракет, позволяющих детально исследовать зависимость электронной концентрации от высоты.

Кривые, приводимые на рис. 1, а и б, начинаются с $z \sim 80$ —90 км. Вместе с тем, измерение у основания ионосферы с высоты в 50—60 км является очень важной задачей. Эта область наименее изучена, процессы в ней более сложны, чем в более высоких частях ионосферы, и измерения на ракетах сопряжены здесь с различного рода трудностями. В последнее время удалось преодолеть ряд экспериментальных трудностей и, используя результаты измерений разности затухания и преломления обыкновенной и необыкновенной волн, в некоторых опытах получить не только хвосты кривых $N(z)$ у основания ионосферы, но и зависимость

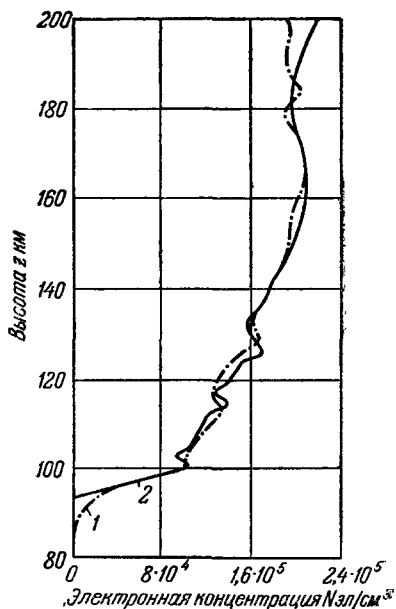


Рис. 2. Зависимость электронной концентрации от высоты, полученная 7.V.1954 в 10⁰⁰ в Белье Песках (США):

Кривая 2 рассчитана по ионограмме, снятой в это же время.

эффективного числа соударений $\nu(z)$ от высоты в этой области. Такие кривые $N(z)$ и $\nu(z)$, снятые в пункте Форт Черчилл в Канаде в период повышенного поглощения радиоволн в ионосфере, приведены на рис. 3 и 4. Зависимость $\nu(z)$, изображенная на рис. 4, является первой экспериментальной зависимостью подобного типа⁴. До сих пор

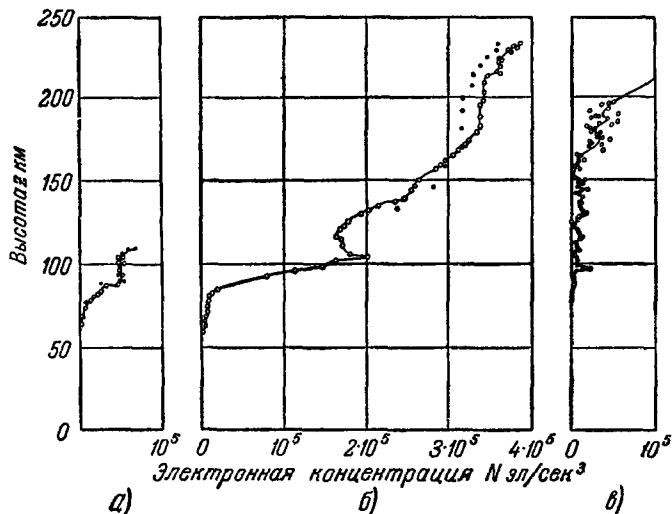


Рис. 3. Зависимость электронной концентрации от высоты, полученная в Форт Черчилл (Канада) с помощью ракет:
а) 15.XI.1956 в 1332; б) 4.VII.1957 в 1216, в) 4.II.1958 в 0017.

не найдены экспериментальные методы исследования $\nu(z)$, которые позволяли бы получать соответствующие зависимости на высотах больших, чем приведенные на рис. 4.

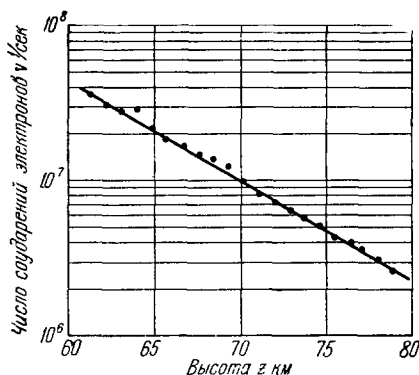


Рис. 4. Зависимость числа соударений электронов от высоты, полученная с помощью ракеты 4.VII.1957 в 1216.

При запуске некоторых высотных ракет измерялась также зависимость $N(z)$ выше главного максимума электронной концентрации ионосферы N_{MF2} ⁵. Соответствующая кривая приводится ниже (см. рис. 22), где она сравнивается со средним ходом $N(z)$ во внешней ионосфере, полученным ранее из результатов наблюдений за радиосигналами спутника (см. § 9), и свидетельствует о достаточно медленном убывании электронной концентрации выше N_{MF2} .

В течение ряда лет большое число работ было посвящено следующему вопросу. Равна ли электрическая сила, действующая в ионосфере на электроны, среднему макроскопическому значению поля E ? Вопрос этот возникает из-за того, что расстояние между частицами в ионосфере значительно больше размеров самих частиц и их можно рассматривать как точечные диполи. Поэтому а priori не ясно, правильно ли уравнение движения электрона, взятое в виде

$$m\ddot{\mathbf{r}} + \frac{e}{c} [\dot{\mathbf{r}}\mathbf{H}] + m\nu_{\text{эфф}}\dot{\mathbf{r}} = e\mathbf{E}, \quad (1)$$

или же необходимо заменить в (1) E на эффективное поле

$$E_{\text{эфф}} = E + 4\pi a P, \quad (2)$$

где P —вектор поляризации и a —коэффициент, зависящий от свойств среды. В случае, если молекулы среды можно рассматривать как точечные диполи и они хаотично расположены или же помещаются в узлах кубической решетки, $a = 1/3$ и член $\frac{4}{3} \pi P$ обычно называют поляризационной поправкой Лоренца.

Вопрос этот существен также для количественных расчетов. Так, например, при учете поляризационной поправки коэффициент преломления ионосферы (без учета магнитного поля Земли) равен

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2 \left(1 + \frac{4\pi e^2 N}{3m\omega^2}\right)},$$

а не

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2}. \quad (3)$$

Соответственно, значение электронной концентрации N в точке отражения волны ($n=0$) определяется из условия $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = \frac{3}{2}$, а не из обычно используемого выражения $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = 1$, т. е. N отличается в обоих случаях в 1,5 раза.

Теоретическое решение этого вопроса связано со сложными расчетами, требующими детального учета взаимодействия электрона с окружающими его частицами. Попытки упрощения подобных расчетов привели к прямо противоположным результатам. Долгое время точки зрения относительно необходимости учета поляризационной поправки были противоречивыми; в последних теоретических работах этого цикла^{6,7} авторы пришли к заключению, что поляризационной поправки учитывать не нужно. Экспериментально получить достаточно убедительный ответ на этот вопрос также не удавалось из-за сложности интерпретации результатов соответствующих опытов, проводимых с земной поверхности. Этот вопрос решен просто и изящно с помощью ракет, когда одновременно измерялись коэффициенты преломления обыкновенной и необыкновенной волн^{1,2}. На рис. 5 изображены результаты этих измерений.

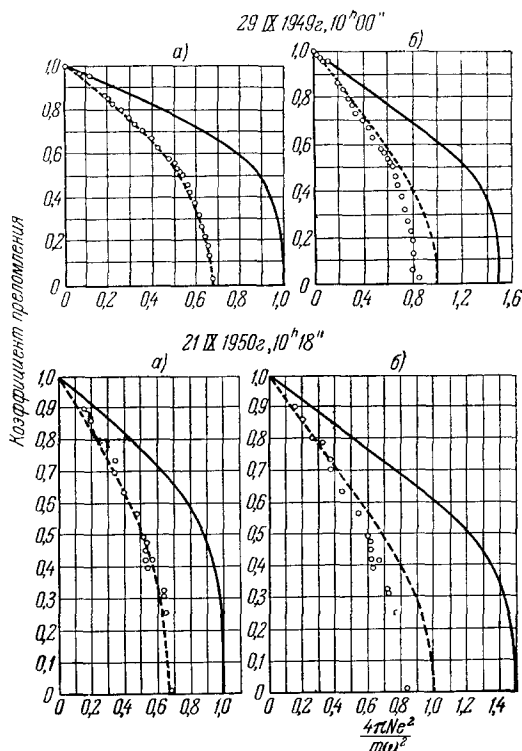


Рис. 5. Сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей коэффициента преломления от $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$ без учета (а) и с учетом (б)

поляризационной поправки Лоренца.

Сплошные линии устанавливают связь между измеренными на ракете значениями коэффициента преломления обыкновенной волны и рассчитанными по ним значениями $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$. Пунктирные кривые тоже для необыкновенной волны; они рассчитаны по тем же значениям $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$. Кружками нанесены измеренные одновременно значения коэффициента преломления необыкновенной волны.

На оси абсцисс рис. 5 отложены значения $\frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$, которые определялись по измеренным значениям коэффициента преломления обыкновенной волны (сплошные линии), соответственно, с учетом (рис. 5, б) и без учета поляризационной поправки Лоренца (рис. 5, а). На рисунках нанесены полученные одновременно значения коэффициента преломления необыкновенной волны (кружки) и рассчитанные теоретические кривые (пунктир). Из рисунков видно, что кружки ложатся около теоретической кривой коэффициента преломления необыкновенной волны, изображенной на рис. 5, а, для случая, когда не учитывается поляризационная поправка Лоренца. Таким образом, результаты этих опытов дают однозначный ответ на вопрос о природе эффективного поля в ионосфере и фактически в одном опыте с помощью ракеты была завершена долголетняя дискуссия и связанные с ней сомнения.

Возможности исследования тонких эффектов, которые дают опыты с помощью ракет, видны также из следующего. Хорошо известно, что часто наблюдаются дополнительные отражения радиоволн от области E ионосферы, которые ассоциируются с появлением полупрозрачного или экранирующего слоя $E_{\text{спор}}$ повышенной ионизации. Из множества данных следовало, что $E_{\text{спор}}$ — тонкий слой электронного происхождения. Не исключалось, однако, что отражения радиоволн типа $E_{\text{спор}}$ обусловлены

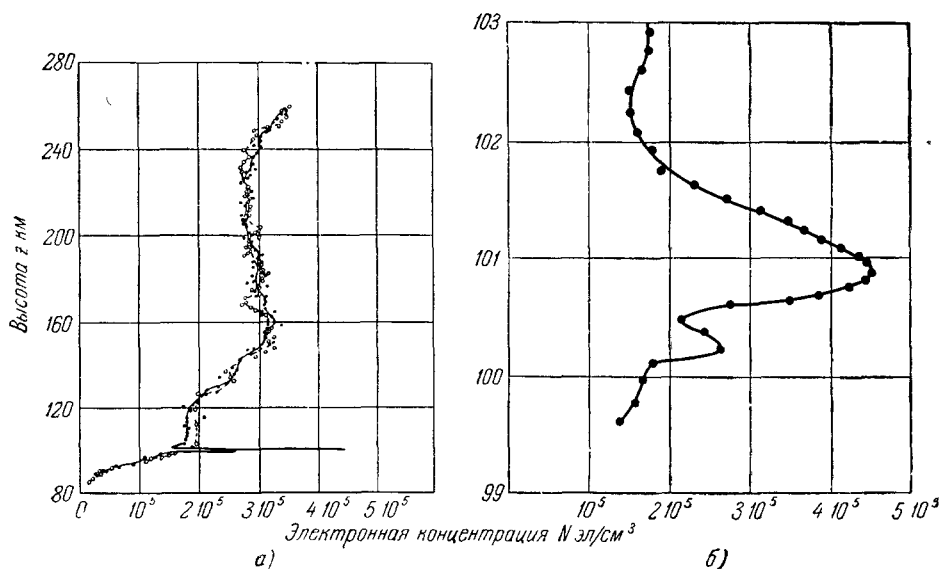


Рис. 6. Зависимость электронной концентрации от высоты, полученная в Белых Песках (США) 29.VI.1956 в 12⁰⁰.

На рисунке (б) масштаб уменьшен по сравнению с рисунком (а).

часто участками повышенного градиента ионизации в области E . Прямого доказательства возникновения повышенной ионизации при появлении $E_{\text{спор}}$ до последнего времени не было. При многочисленных запусках ракет наблюдавшиеся около Земли отражения типа $E_{\text{спор}}$ обычно сопровождались большими градиентами электронной концентрации с общим повышением электронной концентрации не более чем на 10%. 29 июня 1956 г. при падении ракеты, которое происходило в нескольких десятках километров от места ее подъема, состояние $E_{\text{спор}}$, отмеченное при

подъеме, усилилось, и непосредственно весьма четко был обнаружен слой повышенной ионизации⁸. Электронная концентрация возросла почти вдвое в области толщиной в 1—2 км на высоте в 101 км (см. рис. 6). В этом опыте было таким образом весьма убедительно доказано, что в области E спорадически возникают очень тонкие области интенсивной ионизации, которые, по-видимому, резко ограничены в пространстве и довольно быстро развиваются во времени.

§ 2. НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ СОВРЕМЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При постановке опытов по исследованию ионосферы и межпланетного газа с помощью спутников и ракет целесообразно прежде всего представить себе, какие задачи имеют наибольший интерес.

Несомненно, что одной из основных проблем на ближайшее время являются измерения плотности зарядов в зависимости от расстояния от Земли вплоть до верхней границы атмосферы, т. е. до высот в несколько тысяч километров и далее в межпланетном газе. Поскольку здесь речь идет об исследованиях с помощью спутников и космических ракет, то предполагаются главным образом измерения, начиная с высот в 300—400 км, где обычно расположен главный максимум ионосферы. При этом важным моментом в этих исследованиях является установление границы атмосферы, т. е. области, где уже мало следов основных компонент атмосферы, т. е. кислорода и азота, а преобладает водород. В нижележащих областях наибольший интерес представляют, во-первых, измерения концентрации зарядов и, во-вторых, такие опыты, в которых одновременно определяются плотности нейтральных частиц и их состав, поток ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца. Значения указанных параметров по порядку величины уже не представляют в настоящее время новизны почти до высоты в 800—1000 км. Поэтому важны достаточно точные измерения этих величин в каждом опыте, что позволит приблизиться к решению задачи о балансе ионизации на различных высотах, к выявлению хода температуры с высотой и тем самым получению данных о характере взаимодействия потока излучения с атмосферой, к изучению неупругих столкновений между частицами и решению основного вопроса об образовании ионосферы и вообще плазмы вокруг Земли. Естественно, что длительные измерения приведут к получению долготной, широтной и временной зависимости этих величин. Следует ожидать, что на высоте в 1000 км и несколько выше степень ионизации атмосферы порядка единицы, т. е. здесь концентрация нейтральных частиц n примерно равна концентрации электронов N и положительных ионов N_+ . Выше этой области, где число нейтральных частиц становится значительно меньше числа зарядов, уже сами по себе измерения высотного хода N представляют большой интерес. В частности, они позволяют составить себе представление о ходе n и температуры T . Фундаментальное значение, конечно, имеет определение характера изменения концентрации зарядов при переходе в межпланетный газ и одновременно изменения состава газовых частиц. Требуемые здесь точности измерений также достаточно высокие. Концентрацию желательно определять с точностью до множителя порядка двух или трех. Из различных измерений и оценок следует, что ожидаемая концентрация межпланетного газа лежит между несколькими десятками или несколькими сотнями частиц в см³. Сведения о температуре T еще более спекулятивны; предполагается, что T равна нескольким тысячам или сотням тысяч и более градусов! Однако, необходимо точное знание изменения этих величин во внешней ионосфере при переходе в межпланетный газ. Вообще, возникает вопрос о том, что представляет собой

межпланетный газ. Существует ли он независимо от потоков частиц, поступающих от Солнца и вызывающих в нем возмущения, или межпланетный газ, собственно, и образован потоками частиц. При проведении соответствующих опытов, по-видимому, удастся непосредственно измерить скорости поступающих потоков частиц и определить их плотность. В ближайшей к Земле окрестности межпланетного газа потоки частиц могут транспортироваться уже в виде сгустков плазмы с замороженным магнитным полем. Они будут проявляться специфическим образом при измерениях тех или иных физических величин. Характер ожидаемых эффектов будет отличаться хотя бы потому, что скорость потока частиц составляет десятки и сотни км/сек и космическую ракету или спутник можно рассматривать в нем как неподвижное тело. Возможно, что в этих опытах удастся также обнаружить собственное излучение этих потоков на гирочастотах.

Наряду с указанными проблемами представляется важным искать методы определения высотного хода числа соударений $\nu(z)$, т. е. исследования упругих процессов в этой среде. Эти процессы непосредственно зависят от концентрации тяжелых частиц (нейтральных атомов или молекул, ионов) и температуры среды; именно через исследования этих величин и можно будет ближе изучить поведение $\nu(z)$, поскольку до сих пор не найдены другие достаточно простые и прозрачные методы измерения ν в областях, где проходят орбиты спутников и космических ракет.

Естественно, что подобные опыты, имея в виду длительное время жизни спутников вокруг Земли, позволят накопить данные о пространственной неоднородности ионосферы — как крупномасштабной (спорадические слои, широтный и долготный эффект), так и мелкомасштабной (облакообразование).

Спутники и космические ракеты, по-видимому, могут также служить средством для изучения нестационарных явлений в сильно разреженной плазме, т. е. процессов, приводящих к возбуждению волн в плазме, собственному ее излучению на плазменных и гирочастотах, неравновесным температурным изменениям и т. п. явлениям. Область плазмы в окрестности движущегося тела является лабораторией, в которой могут порождаться указанные эффекты; изучение этих явлений как путем постановки подходящего типа измерений на самих телах, так и посредством различного типа наблюдений за летящим телом с земной поверхности представляет большой интерес. Следует при этом иметь в виду весьма широкий диапазон изменения состояний плазмы, через которую проходит спутник или ракета. Так, в ближайшей к Земле окрестности

($z \sim 200\text{—}1000$ км) степень ионизации плазмы (т. е. отношение концентрации нейтральных частиц и электронов $p = \frac{n}{N}$) изменяется от $p \sim 10^5$ до $p \sim 1$; затем, по-видимому, при $z \sim 3000$ км $p \sim 10^{-3}$ и далее уменьшается.

В этой же области дебаевский радиус $D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 N}}$ изменяется от долей сантиметра до нескольких сантиметров, а затем достигает $100\text{—}200$ см в межпланетном газе, т. е. первоначально D значительно меньше линейных размеров тела и постепенно становится соизмеримым с ними. В то же время скорость тела V первоначально почти на порядок больше тепловой скорости тяжелых частиц v_i , затем уменьшаясь на расстоянии от Земли в несколько ее радиусов $V \sim v_i$, а в межпланетном газе, наоборот, скорость тела значительно меньше тепловой скорости тяжелых частиц, и можно сказать, что в этих областях плазмы тело покоится. В соответ-

ствии с изменениями физических условий характер ожидаемых явлений, происходящих в плазме в окрестности спутника или ракеты, должен существенно изменяться вдоль орбиты этих тел при прохождении через различные части оболочки Земли.

Мы видим, таким образом, сколь разнообразны по своей физической сути перечисленные проблемы. Естественно, что только путем использования различных экспериментальных методов, адекватно решающих различные задачи, можно рассчитывать на значительные успехи в этой области.

Как уже отмечалось выше, из-за больших трудностей, подчас принципиального характера, методы измерений, используемые в настоящее время, часто далеко еще не удовлетворяют требованиям поставленных задач. Некоторые из этих методов рассмотрены в следующих разделах. Однако прежде всего рассмотрим особенности различного типа измерений.

§ 3. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ СПУТНИКОВ И РАКЕТ

Можно указать три типа опытов, с помощью которых в основном решаются перечисленные задачи.

Одна группа опытов состоит в том, что искомые свойства среды исследуются путем анализа свойств радиоволн, излучаемых со спутника и принимаемых в различных точках около Земли. Эти опыты косвенного характера. В них изучается среда через ее интегральное влияние на распространение радиоволн между источником и наблюдателем. Даже в тех случаях, когда результаты измерений позволяют определять параметры среды локально, т. е. от точки к точке вдоль орбиты, то на самом деле под «точкой» следует понимать некоторую протяженную область; часто эта область соизмерима с «зоной Френеля». Такого типа измерения мало искажаются эффектами, возникающими в окрестности тела в результате его взаимодействия со средой. В этом особенность таких опытов и большое их достоинство. Однако в этих опытах играет роль маскирующее действие разных эффектов, возникающих вдоль траектории распространения волны, в частности, из-за изменения состояния среды. Это является серьезным затруднением для точных измерений дифференциального типа. Отметим также, что в ряде случаев анализ соответствующих данных существенно затрудняется из-за кувиркания спутника, а следовательно, его антенн, что приводит к дополнительному усложнению состояния поля принимаемых радиоволн. Некоторые полученные данные, однако, показывают, что, несмотря на указанные затруднения, с помощью радиоволн можно изучать не только интегральные величины, характеризующие среду, сами по себе представляющие интерес, но и локальные свойства среды, особенно при статистическом анализе достаточно большого количества экспериментальных данных. При создании ориентированных спутников эффективность таких опытов сильно возрастет.

Другого типа эксперименты основаны на методах, позволяющих непосредственно — прямым путем — исследовать среду вдоль орбиты тела. В такого рода опытах предполагается использование приборов, так сказать «зондов», помещаемых на спутнике или ракете, и передача измеряемых величин на Землю с помощью телеметрических устройств. Такими зондами являются, например, зонды Ленгмюра, называемые иначе ионными ловушками, определяющими плотность положительных ионов^{9,10}, или приборы, определяющие собственную частоту плазмы, а следовательно, электронную концентрацию, манометры, определяющие плотность среды⁴³, и т. п. В подобного типа опытах, однако, не всегда исследуются

непосредственно искомые параметры или свойства среды, а ближайшая к телу окрестность, возмущаемая разного типа эффектами, обусловленными движением тела. Так, например, если скорость тела больше тепловой скорости частиц, то впереди него плотность как нейтральных, так и заряженных частиц возрастает и увеличивается на его поверхности в 2—3 раза. С другой стороны, сзади тела возникает разрежение и на расстоянии в 1—2 радиуса тела концентрация частиц составляет $1/10$ — $1/20$ нормальной ее величины (см. § 10). Кроме того, в окрестности тела возникает сложного типа распределение электрического потенциала, превышающего в несколько раз $\frac{kT}{e}$, где T —температура невозмущенной

среды. Не исключено, что здесь возбуждаются плазменные волны, в частности из-за влияния дополнительного потока зарядов, возникающих в результате фотоэмиссии поверхности тела, под воздействием потока падающего излучения Солнца. Линейные размеры области, возмущенной этими явлениями, по-видимому, могут достигать сзади тела длины свободного пробега частиц, т. е. значительно больше размеров самого тела. Подробнее некоторые явления подобного типа описаны ниже. Однако в настоящее время они еще мало изучены.

Тем не менее ясно, что при измерениях свойств невозмущенной среды с помощью зондов необходимо учитывать состояние среды в окрестности тела, что требует не только теоретического, но и экспериментального изучения взаимодействия тела с плазмой. Поскольку эти вопросы мало изучены, то затруднения, возникающие при анализе и интерпретации различного типа результатов измерений с помощью зондов, носят принципиальный характер.

Таким образом, по-видимому, в большинстве «прямых» опытов искомые данные о свойствах среды также можно получать лишь косвенным образом при соответствующей обработке результатов измерений, основанной на учете возникающих в окрестности прибора явлений. Такого же типа признаки можно отнести к третьей группе экспериментов, методика которых основана на анализе эффектов взаимодействия тела со средой. Таким является, например, метод определения плотности и температуры атмосферы по изменению орбиты тела и его скорости, вызванному сопротивлением воздуха^{11,12}. Одновременные измерения с помощью нескольких зондов Ленгмюра (ловушек) на различных расстояниях от поверхности спутника, вдоль его оси, по-видимому, позволяют (см. § 13) определять температуру и истинную невозмущенную плотность ионов. Наряду с этим можно указать, что достаточно точные измерения с поверхности Земли эффективного сечения рассеяния радиоволн различной частоты от неоднородности, окружающей спутник или ракету, также пригодны для получения сведений об искомых свойствах плазмы. В настоящее время трудно предусмотреть все возможности опытов подобного типа. Нам представляется, что развитие экспериментальных исследований ионосферы и межпланетного газа с помощью спутников и ракет пойдет именно по этому пути, наиболее адекватному сути самой задачи.

II. ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА НА РАДИОЧАСТОТАХ

Наблюдения за доплеровским смещением частоты радиоволн, излучаемых со спутника или ракеты, можно использовать для получения данных о свойствах ионосферы и межпланетного газа. Для этого необходимы достаточно точные измерения частоты или разности фаз, принимаемых в точке наблюдения колебаний. Обусловлено это тем, что влияние

Поэтому предполагая, что движение происходит в плоскости рисунка, имеем

$$\dot{\Phi} = \frac{\omega}{c} V \left[\frac{R}{R_c} \cos \alpha \sin \varphi_n - \cos \beta \sqrt{n_c^2 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_n} \right], \quad (9)$$

если использовать вытекающие из (8) соотношения для угла выхода луча от источника

$$\sin \varphi_c = \frac{R_0}{R_c} \frac{\sin \varphi_n}{n_c}. \quad (10)$$

Из формулы (9) непосредственно видно, что свойства среды влияют на эффект Доплера двояко. В интегральном виде влияние среды состоит в том, что $\dot{\Phi}$ зависит от угла прихода волны φ_n , отличающегося от угла φ_0 около Земли в случае прямолинейной траектории на величину $\delta\varphi$, зависящую от рефракции волны в неоднородной среде. Отметим, что в однородной среде, отличной от вакуума, когда коэффициент преломления всюду постоянен, траектория волны, естественно, также прямолинейна; независимо от значения n , здесь

$$\varphi_n = \varphi_0, \quad \varphi_c = \varphi_{cn},$$

и интегральное влияние среды на эффект Доплера отсутствует.

Локальное влияние среды сказывается в том, что $\dot{\Phi}$ зависит непосредственно от значения n_c около источника. При орбите, близкой к сферической, когда горизонтальная скорость движения излучателя $R_c \dot{\vartheta}_c = V \cos \alpha \simeq V$, а радиальная скорость $\dot{R}_c = V \cos \beta \ll V$, доплеровское смещение частоты

$$\dot{\Phi} \simeq \omega \frac{V}{c} \frac{R}{R_c} \sin \varphi_n \quad (11)$$

зависит только от интегрального влияния среды и $\dot{\Phi}$ определяет рефракцию волны в ионосфере (см. ниже). В обратном случае, когда $\beta = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = 0$ и $\varphi_n = \varphi_0 = 0$, т. е. излучатель движется строго вверх (опыт с ракетой)

$$\dot{\Phi} = -\omega \frac{V}{c} n_c \quad (12)$$

и таким образом доплеровская частота определяет непосредственно значение коэффициента преломления в окрестности излучателя.

Вычислим теперь угол рефракции волны $\delta\varphi$ в сферически неоднородной среде; это позволит ближе рассмотреть связь между доплеровским смещением частоты и искомыми параметрами среды. Будем исходить из реализуемого обычно случая, когда частота волны $\omega^2 \gg \omega_n^2$ (ω_n — гирочастота) и $\omega^2 \gg \nu^2$ (ν — частота соударений). В этом случае в первом приближении пренебрегается влиянием магнитного поля Земли и для ионосферы можно всюду принять, что

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}, \quad (13)$$

причем $\frac{4\pi N e^2}{m \omega^2} \ll 1$. Используя соотношение

$$R \cdot d\vartheta = \operatorname{tg} \varphi \cdot dR, \quad (14)$$

вдоль траектории волны (см. рис. 7) и (8), легко получить, что

центральный угол

$$\vartheta_c = \sin \varphi_n \int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{n^2 R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_n}}. \quad (15)$$

Чисто геометрически

$$\vartheta_c = \sin \varphi_0 \int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0}}. \quad (16)$$

Приравнявая (15) и (16), получаем уравнение

$$\sin \varphi_n \int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{n^2 R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_n}} = \sin \varphi_0 \int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0}}, \quad (17)$$

связывающее искомый угол φ_n с углом φ_0 и величиной $n(R)$ или $N(R) = N(z)$ — зависимостью электронной концентрации от высоты.

Если теперь предположить, что волна приходит в направлении, неблизком к касательной, так что выполняется условие

$$\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} \ll \cos^2 \varphi_n, \quad (18)$$

то из (17) следует соотношение

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi_n \frac{\int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_n}} + \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \int_{R_0}^{R_c} \frac{NR dR}{\sqrt{(R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_n)^3}}}{\int_{R_0}^{R_c} \frac{dR}{R \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0}}}. \quad (19)$$

Из (19) ясно, что при $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} \ll 1$

$$\delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_n \ll 1 \quad \text{и} \quad \sin \varphi_n \approx \sin \varphi_0 - \delta\varphi \cos \varphi_0. \quad (20)$$

Поэтому, в итоге, разлагая (19) по степеням $\delta\varphi$, имеем

$$\sin \varphi_n \simeq \sin \varphi_0 \left\{ 1 - \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{\int_{R_0}^{R_c} \frac{NR dR}{\sqrt{(R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0)^3}}}{\int_{R_0}^{R_c} \frac{R dR}{\sqrt{(R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0)^3}}} \right\}, \quad (21)$$

а угол рефракции

$$\delta\varphi \simeq \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{\int_{R_0}^{R_c} \frac{NR dR}{\sqrt{(R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0)^3}}}{\int_{R_0}^{R_c} \frac{R dR}{\sqrt{(R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0)^3}}} = \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} (\overline{N_R}), \quad (22)$$

причем в формуле (22) использовано вместо отношения интегралов обозначение $(\overline{N_R})$.

Подставляя (20) в формулу (9) и учитывая малость $\delta\varphi$ и $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$ по сравнению с $\cos^2 \varphi_0$, а следовательно и с $\left\{ 1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0 \right\}$,

получаем окончательно формулу, устанавливающую связь между доплеровским смещением частоты и искомыми значениями угла рефракции $\delta\varphi$ и электронной концентрации N_c , в зависимости от горизонтальной и радиальной скоростей излучателя; именно имеем, что

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} = \frac{\omega}{c} \left\{ R_0 \sin \varphi_0 \dot{\varphi}_c - \dot{R}_c \sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0} \right\} - \\ - \frac{\omega}{c} \left\{ R_0 \cos \varphi_0 \dot{\varphi}_c \delta\varphi + \frac{R_0^2}{R_c^2} \frac{\sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0}} \dot{R}_c \delta\varphi - \right. \\ \left. - \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{\dot{R}_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0}} N_c \right\}. \quad (23) \end{aligned}$$

В различных случаях $\delta\varphi$ можно выразить непосредственно через интегральную электронную концентрацию

$$N_n = \int_{R_0}^{R_c} N dR = \int_0^{z_c} N dz, \quad (24)$$

так что в (23) вместо $\delta\varphi$ вводится величина N_n . Так, например, на участках орбиты, где можно пренебречь сферичностью Земли и ионосферы, т. е. $\frac{z_c}{R_0}$ настолько мало, что среда плоскостная, из (22) следует, что

$$\delta\varphi \simeq \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{\int_0^{z_c} \left\{ 1 + \frac{z}{R_0} \left(1 - \frac{3}{\cos^2 \varphi_0} \right) \right\} N dz}{z_c \left[1 + \frac{z_c}{R_0} \left(1 - \frac{3}{\cos^2 \varphi_0} \right) \right]} \simeq \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{N_n}{z_c} \quad (25)$$

и вместо (23) имеем формулу

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} = \frac{\omega}{c} \{ \dot{x}_c \sin \varphi_0 - \dot{z}_c \cos \varphi_0 \} - \\ - \frac{\omega}{c} \sin \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \left(\frac{\dot{x}_c N_n}{z_c} + \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{\dot{z}_c N_n}{z_c} - \frac{\dot{z}_c N_c}{\cos \varphi_0 \sin \varphi_0} \right) \quad (26) \end{aligned}$$

или

$$\dot{\Phi} = \frac{\omega}{c} \dot{r}_c - \frac{\omega}{c} \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \left(\frac{\dot{r}_c N_n}{z_c} + \frac{\dot{z}_c N_n}{z_c \cos \varphi_0} - \frac{\dot{z}_c N_c}{\cos \varphi_0} \right)$$

где $\dot{x}_c$, $\dot{z}_c$ и $\dot{r}_c$ — соответственно горизонтальная, вертикальная и радиальная (по прямолинейному лучу зрения) скорости излучателя.

Из формул (22), (23), (26) и (27) видно, как связаны между собой измеряемое в точке наблюдения доплеровское смещение частоты и электронная концентрация среды, в которой движется излучатель. Соответствующие методы измерений величины $\dot{\Phi}$ и надлежащая техника обработки экспериментальных данных, которая не всегда проста, позволяют определять по этим формулам независимо N_n и N_c вдоль орбиты излучателя. Однако при этом следует иметь в виду важное следствие указанных формул. Величина $\dot{\Phi}$ состоит из двух слагаемых. Одно из них, стоящее в формуле (23) и (26) в фигурных скобках на первом месте, определяет доплеровское смещение частоты в вакууме, где $n = 1$ и

скорость волны равна c . Это, можно сказать, «оптическая» составляющая эффекта Доплера. Второй член в этих формулах зависит от электронной концентрации и при $N = 0$ исчезает. Легко показать, что этот член значительно меньше оптической составляющей в той же мере, в какой $\frac{2\pi e^2 N_c}{m\omega^2}$ или $\frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \frac{N_n}{z_c}$ меньше единицы. Так, например, в ионосфере на частоте 40 мГц оптическая составляющая эффекта Доплера в 10—200 раз больше составляющей $\dot{\Phi}$, обусловленной влиянием N , а в межпланетном газе в тысячу и большее число раз. Поскольку на частоте в 40 мГц «оптическое» доплеровское смещение частоты максимально порядка 10^3 гц, то отсюда следует, что искомый эффект влияния среды составляет максимально несколько герц, а в ряде случаев лишь долю герца. Таким образом из измерений суммарного эффекта Доплера получение каких-либо данных о среде весьма затруднено и требует высокой, практически недостижимой точности измерений вариаций частоты принимаемых колебаний. Вместе с тем можно исключить оптическую составляющую, и определять доплеровское смещение частоты, обусловленное исключительно влиянием среды.

§ 4. ИСКЛЮЧЕНИЕ «ОПТИЧЕСКОЙ» СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ

Измерения разности фаз (или разности частот) двух синхронизированных колебаний, излучаемых синфазно подвижным излучателем, непосредственно определяют составляющую доплеровской частоты, обусловленную влиянием среды^{13, 16}.

Действительно, приведенная разность фаз, или, что то же, разность мгновенных значений частоты двух синхронизированных колебаний

$$\sin[\omega_1 t - \Phi_1(t)] \quad \text{и} \quad \sin[\omega_2 t - \Phi_2(t)]$$

равна

$$\delta\Phi = \Phi_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \Phi_2 \quad \text{или} \quad \delta\dot{\Phi} = \dot{\Phi}_1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \dot{\Phi}_2. \quad (27)$$

Поэтому при измерениях соответствующей величины на выходе приемного устройства регистрируется вместо величины $\dot{\Phi}$ разность частот $\delta\dot{\Phi}$, которая в нашем случае, при учете сферичности, равна:

$$\delta\dot{\Phi} = \frac{\omega_1}{c} \sin \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m} \left(\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} \right) \left\{ R_0 \dot{\Phi}_c (\overline{N_R}) + \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0}} \times \right. \\ \left. \times \dot{R}_c (\overline{N_R}) - \frac{\dot{R}_c N_c}{\sin \varphi_0 \sqrt{1 - \left(\frac{R_0}{R_c} \right)^2 \sin^2 \varphi_0}} \right\}, \quad (28)$$

а в плоском случае

$$\delta\dot{\Phi} = \frac{\omega_1}{c} \sin \varphi_0 \frac{2\pi e^2}{m} \left(\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 \omega_2^2} \right) \left(\frac{\dot{x}_c N_n}{z_c} + \operatorname{tg} \varphi_0 \frac{\dot{z}_c N_n}{z_c} - \frac{z_c N_c}{\cos \varphi_0 \sin \varphi_0} \right). \quad (29)$$

В формулах (28) и (29) $\delta\dot{\Phi}$ пропорционально N_n и N_c и полностью исключена оптическая составляющая эффекта Доплера. Поэтому, осуществляя измерения разности частот или разности фаз, которые трудно реализовать с точностью до малой доли цикла, можно определять по $\delta\dot{\Phi}$ искомые данные об электронной концентрации

осуществляются измерения разности фаз, легко обеспечить измерение очень малых величин, составляющих лишь малую долю цикла. При амплитудной же модуляции точность измерений частоты $\delta\Phi_H$ значительно ниже.

§ 6. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ

До настоящего времени неизвестны результаты систематических исследований ионосферы с использованием эффекта Доплера радиосигналов спутника. В первое время после запуска первых спутников различные авторы пытались делать соответствующие оценки на основе непосредственных измерений доплеровского смещения частоты по биениям принимаемых в точке наблюдения радиосигналов, с местными источниками колебаний. Естественно, что эти попытки были несколько наивными, поскольку точность подобных измерений никак не позволяет выделить надежно эффект влияния ионосферы, что уже отмечалось в § 3. В ряде наблюдений были, правда, использованы одновременные наблюдения за 1-м спутником на частотах в 20 и 40 мГц или же прием сигналов третьего спутника на частоте в 20 мГц и 1-м обортоне его излучателя

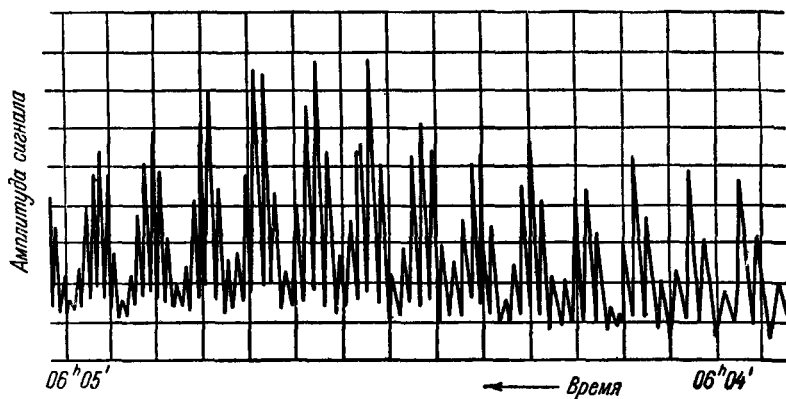


Рис. 8. Запись амплитуды радиосигналов 1-го спутника; быстрые колебания амплитуды обусловлены вращательным эффектом Доплера, а более медленные (с периодом ~ 5 сек)—вращением спутника.

в 40 мГц^{17,18}. Хотя в этом случае излучаемые колебания были строго синхронизованы, однако получение полноценных результатов из таких измерений требует синхронного приема обеих волн и автоматической записи приведенной разности фаз (см. § 4), что в указанных опытах не делалось. Поскольку более проста и доступна регистрация амплитуды сигналов, постольку разные наблюдатели использовали для получения данных об ионосфере регистрацию амплитудной модуляции, обусловленной разностью смещений частоты обыкновенной и необыкновенной волн (§ 5). В различных статьях соответствующий эффект называют «вращением Фарадея». Однако результатов подобных измерений также очень мало.

Записи амплитуды, иллюстрирующие наличие «вращательного» эффекта Доплера, приведены на рис. 8—10. Одна из этих записей (рис. 8) получена в Австралии с помощью самописца при регистрации сигналов 1-го спутника¹⁹. Видны как быстрые колебания амплитуды, обусловленные эффектом Фарадея, так и более медленные с периодом ~ 5 сек, вызванные вращением спутника вокруг своей оси. Автор не сообщает о результатах обработки подобных записей, а отмечает лишь наличие соответствующего эффекта. Другие примеры более совершенной регистрации

амплитудной модуляции сигналов спутника приведены на осциллограммах, изображенных на рис. 9, 10. Одна из них получена в Москве (рис. 9), а вторая в ГДР²⁰ (рис. 10) по сигналам 3-го спутника летом 1958 г. на частоте 20 *мгц*. Аналогичные данные проанализированы в Англии¹⁸ за несколько дней октября 1957 г. и в Дании²¹ по данным наблюдений за 12 октября 1957 г. Некоторые записи проводились на 1-м обортоне сигналов 3-го спутника на частоте 40 *мгц*.

Основные выводы, которые получены в указанных исследованиях, состоят в следующем. Во-первых, полное число электронов $N_n = \int_0^{z_c} N dz$,

рассчитанное по вращательному эффекту Доплера, в ряде случаев близко совпадает со значением N_n , вычисленным по высобочастотной характеристике ионосферы, что можно проверить в тех случаях, когда спутник находился ниже главного максимума ионосферы $N_M F2$. Во-вторых, некоторые наблюдения^{18,20} позволили показать, что выше максимума $N_M F2$ электронная концентрация убывает медленно. Это находится в хорошем согласии с выводом, полученным ранее из исследований радиовосхода и радиозахода сигналов 1-го спутника (см. ²² и § 9). Так, например, если аппроксимировать результаты четырнадцати наблюдений над Англией в октябре 1959 г. с помощью экспоненты e^{-sz} , то получается в среднем $s \sim 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ ¹⁸. В ГДР из 135 наблюдений летом 1958 г. получено значение $s \sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ ²⁰, а в работе²² по наблюдениям в октябре 1957 г. $s \sim 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$. Аналогичные результаты измерений приведены в^{49,48}.

Указанными выше данными, по-видимому, исчерпываются известные из литературы результаты соответствующих наблюдений; они подтверждают целесообразность подобных систематических опытов.

Отметим здесь, что использование записей амплитудной модуляции, изображенных на рис. 9, 10, в ряде случаев, по-видимому, позволит получать данные о числе соударений в ионосфере. Действительно, наблюдаемая на записи глубина модуляции принимаемых колебаний определяется из соотношения

$$M_0 = 1 - \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} = 1 - \frac{1 - \frac{A_2}{A_1}}{1 + \frac{A_2}{A_1}}, \quad (37)$$

где A_1 и A_2 пропорциональны амплитудам принимаемых обыкновенной и необыкновенной волн. Если исходить из того, что обе волны возбуждаются с одинаковой амплитудой в точке излучения, то

$$\left. \begin{aligned} A_1 &\sim \exp \left(-\frac{\omega}{c} \int_{R_0}^{R_c} \kappa_1 ds \right), \\ A_2 &\sim \exp \left(-\frac{\omega}{c} \int_{R_0}^{R_c} \kappa_2 ds \right), \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

и

$$\ln \frac{A_2}{A_1} = -\frac{\omega}{c} \int_{R_0}^{R_c} (\kappa_1 - \kappa_2) ds, \quad (39)$$

где κ_1 и κ_2 соответственно — коэффициенты затухания обеих волн.

Легко теперь показать, что при использованных выше ограничениях

$$\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} \ll 1 \text{ и } \frac{\omega_H}{\omega} \ll 1$$

$$\kappa_2 - \kappa_1 \sim 2 \frac{\nu}{\omega} \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} \frac{eH_L}{mc\omega}, \quad (40)$$

где ν — число соударений в ионосфере. Поэтому, подставляя (40) в (39) и используя обозначения § 4, имеем с точностью до малых величин 1-го порядка, что

$$\ln \frac{A_2}{A_1} \simeq - \frac{8\pi e^3 \bar{H}_L}{m^2 c^2 \omega^3} \int_{R_0}^{R_c} \frac{NR \nu dR}{\sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 \varphi_0}}. \quad (41)$$

Таким образом, измеряемые на осциллограммах значения M_0 (см. 37)), по-видимому, позволят, при использовании результатов измерений частоты амплитудной модуляции, определять средние значения $\bar{\nu}$ в конечных интервалах ΔR_c . Естественно, что для получения сколько-нибудь точных значений ν потребуется достаточно большое число наблюдений в условиях спокойного состояния ионосферы.

III. АМПЛИТУДА РАДИОСИГНАЛОВ СПУТНИКА ИЛИ РАКЕТЫ

Поведение амплитуды радиосигналов, излучаемых спутником или ракетой в точке наблюдения, подвержено влиянию многих эффектов. Поэтому многообразны как методы анализа соответствующих амплитудных кривых, так и исследуемые на этой основе свойства ионосферы. На первый взгляд кажется, что из анализа записей амплитуды сигналов трудно извлечь какие-либо новые данные вследствие суммарного действия совокупности факторов, играющих роль в формировании поля в точке наблюдения. На самом же деле в зависимости от задачи, которая ставится перед опытом по исследованию амплитуды сигналов, необходимо выбирать тип записи, а именно: скорость протяжки бумаги или фоточувствительной ленты, инерционность индикатора (пишущее перо, электронный луч или плейф осциллографа), ширину полосы приемного устройства и т. п. В итоге различные записи амплитуды имеют специфические особенности: они более просты, чем само поле в точке приема, и регистрируют лишь отдельные эффекты.

Естественно, что при широкой программе исследований необходимы различного типа записи, которые по совокупности охватили бы все многообразие ожидаемых или искомых явлений. Так, например, исследования вращательного эффекта Допплера, описанного выше, требуют быстрой малоинерционной записи — для чего желательно использовать осциллографы (см. рис. 9, 10). Для изучения мелкомасштабной облачной структуры ионосферы (хотя она часто приводит к еще более быстрым, но нерегулярным изменениям амплитуды) вряд ли необходима столь же быстрая запись; но в этих опытах важно повысить помехоустойчивость приемного устройства — сузить полосу с целью исключения нерегулярных флуктуаций амплитуды, вызванных помехами. При регистрации эффектов радиозахода или радиовосхода спутника или кувырканий спутника предпочтительно использовать малоинерционную и достаточно медленную запись. Это видно, например, из кривой амплитуды радиосигналов 3-го спутника полученной в Москве (рис. 12). На этом рисунке четко выявляются два периода изменения амплитуды сигналов 3-го спутника относительно наблюдателя, равные 16—17 сек и 90—100 сек; их можно ассоциировать с вращением спутника. Наряду с этим из этой записи



Рис 9 Образец записи амплитудной модуляции радиосигналов 3-го спутника, обусловленной вращением Фарадея, Москва, 1958 г

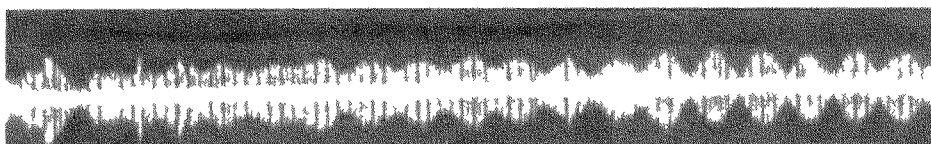


Рис 10 Образец записи амплитудной модуляции радиосигналов 3-го спутника — вращение Фарадея, ГДР, 1958 г

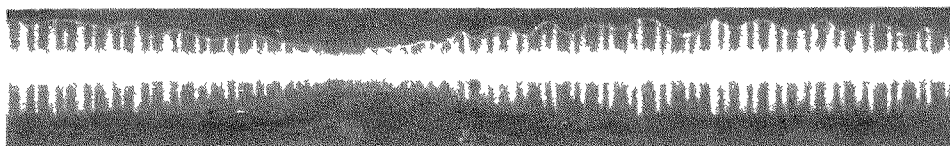


Рис 11 Образец записи вращательного эффекта Доплера в Москве в случае, когда наблюдалась дополнительная амплитудная модуляция из-за влияния мелко-масштабной неоднородности ионосферы

можно четко определить моменты появления и исчезновения приема сигналов, т. е. «радиовосход» и «радиозаход» спутника.

В настоящее время в литературе еще отсутствуют результаты систематических исследований амплитуды радиосигналов спутника. Вместе с тем даже в отдельных наблюдениях, носивших эпизодический характер, были получены интересные и новые результаты о свойствах ионосферы^{22, 23} (см. § 7 и 9). Кроме того, систематическое накопление записей амплитуды, и надлежащий их анализ позволит также исследовать ряд эффектов, на-

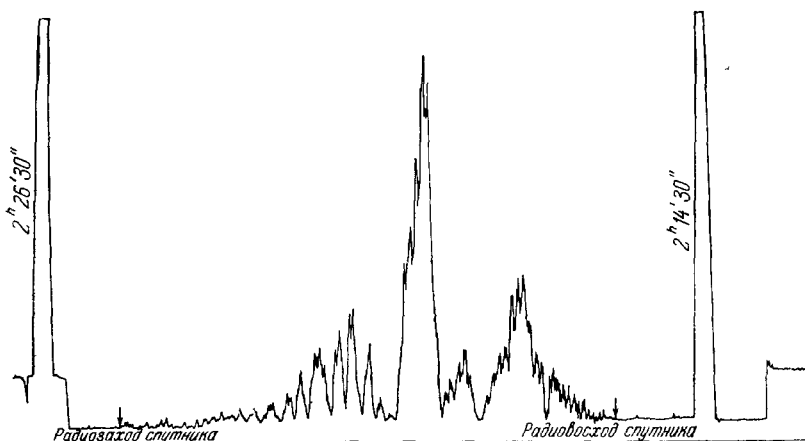


Рис. 12. Медленная запись амплитуды радиосигналов 3-го спутника в Москве с помощью малоинерционного самописца.

блюдаемых при распространении радиоволн, характеризующих глобальное состояние ионосферы над всем земным шаром, а не только локальное состояние в окрестности точки наблюдения или вдоль ближайшей к ней части орбиты.

Напомним, что квазипериодические изменения амплитуды, вызванные влиянием магнитного поля Земли и получаемые из их анализа данные уже были рассмотрены выше (см. § 5 и 6). Наряду с этим отметим важность анализа изменений амплитуды, обусловленных вращением спутника. Соответствующие данные необходимы не только как вспомогательный материал для истолкования всевозможного типа наблюдений, проводимых на спутнике или ракете, но представляют и самостоятельный интерес. При детальном теоретическом изучении эволюции периодов и направления вращения спутника с момента его запуска, по-видимому, можно будет получать данные о плотности и температуре атмосферы, некоторые заключения, важные для баллистики и т. п. Однако результатов подобных наблюдений, кроме упомянутых выше, в литературе не имеется, поэтому мы на этом вопросе не останавливаемся.

§ 7. ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРЫ

Выше уже отмечалось, что при прохождении орбиты спутника через или над неоднородными ионизированными образованиями может возникнуть фазовая и амплитудная модуляция принимаемых радиосигналов вследствие влияния флуктуации электронной плотности на проходящую через них волну. Статистический анализ амплитуды и фазы этих изменений позволяет определять распределение размеров ρ_0 и флуктуаций электронной плотности $\delta N = \frac{\Delta N}{N}$ неоднородностей. Подобные

эффекты заметны, например, на приводимых записях. Осциллограмма, приведенная на рис. 11, получена в Москве; она подобна осциллограмме на рис. 9 и изображает медленную амплитудную модуляцию сигналов, вызванную вращательным эффектом Доплера. Однако на этой фотозаписи наряду с регулярными видны также нерегулярные и более быстрые изменения огибающей (очерченные на рисунке). Эти изменения, по-видимому, вызваны дифракцией волны на мелкомасштабных неоднородных образованиях, которые находились под или в области прохождения спутника.

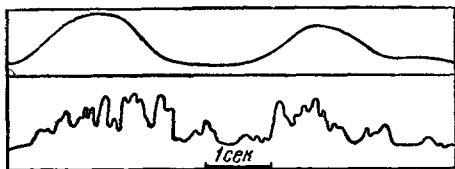


Рис. 13. Два типа кривых записи амплитуды сигналов американского спутника на частоте 108 мегц.

Нижняя кривая соответствует случаю, когда наблюдалось интенсивное мерцание радиоизлучения Галактики.

Непосредственная и простая оценка размеров этих неоднородностей с помощью формулы

$$\bar{q}_0 \sim V \bar{T}_0, \quad (42)$$

определяющей по порядку величины $\bar{q}_0$, где T_0 —период флуктуации амплитуды, а V —скорость спутника, дает для этой и подобных записей, полученных в Москве, значения $\bar{q}_0$ порядка нескольких километров. Известно, что такого типа неоднородности обычно вызывают мерцание радио-

звезд и ассоциируются с так называемым спорадическим слоем $F2$. При наблюдениях за амплитудой сигналов американского спутника на частоте 108 мегц и одновременно за интенсивностью радиоизлучения Галактики в ²⁴ действительно установлено, что в большинстве случаев нерегулярные изменения амплитуды сигналов спутника (рис. 13) совпадали с высоким индексом флуктуаций интенсивности радиоизлучения. Следует также отметить, что глубина нерегулярных изменений амплитуды является мерой флуктуации электронной плотности неоднородностей и теоретическая обработка таких записей определяет δN . По-видимому,

в иллюстрируемом на рис. 12 случае δN было не меньше одной-двух десятых, что также соответствует аналогичным данным, характеризующим указанного типа неоднородности. Влияние другого участка спектра мелкомасштабных неоднородностей, которые, как известно, группируются около значения

$q_0 \sim 300\text{—}400$ м и почти всегда существуют в ионосфере, не проявляется при приеме сигналов спутника, так как для них $\delta N \sim (10^{-2} \div 10^{-3})$ и эффект дифракции, проходящей через них волны, очень мал.

Ряд интересных данных дали исследования амплитуды сигналов первого спутника, проводившиеся на частоте 40 мегц в Кембридже ²³. Несмотря на то, что наблюдения велись лишь 12 дней — с 12 по 24 октября 1957 г. — их результаты многообразны. В опытах, проводимых с земной поверхности, получение аналогичных данных потребовало бы рассмотрения значительно большего экспериментального материала и более сложных и громоздких измерений.

Образец записей ²³ приведен на рис. 14. Запись характерна тем, что на ней в определенный момент времени (около 3 ч. 20 м) появились быстрые нерегулярные изменения амплитуды, не связанные ни с эффектом вращения Фарадея, ни с вращением спутника. Использованное в



Рис. 14. Образец записи амплитуды сигналов 1-го спутника в частоте 40 мегц в Кембридже; по таким записям исследовалась мелкомасштабная неоднородность ионосферы типа $F2_{\text{спор}}$.

этих опыта приемное устройство имело полосу в 120 гц со входом, дающим низкий уровень шумов, а автоматическое устройство подстраивало приемник, следуя за доплеровским смещением частоты.

Совокупность полученных в этой работе данных показала, что резкое появление быстрых флуктуаций амплитуды связано не с ходом времени, а с прохождением орбиты спутника в определенной области высот в северных широтах. Эти флуктуации можно приписать влиянию неоднородных образований, которые возникают выше 250—270 км (рис. 15). По-видимому, наибольшая их часть лежит ниже 325 км, хотя последний вывод еще недостоверен. Наряду с этим аналогичные записи не наблюдались при прохождении спутника южнее 50° с. ш. (рис. 16). Кроме того, установлено, что скорость фединга определенным образом связана с ходом магнитной, а не географической широты. Детальный анализ также показал, что области, где возникают неоднородности, растянуты вдоль магнитной параллели на тысячу, а иногда несколько тысяч километров и имеют поперечный размер в 200—400 км. Для определения размеров самих неоднородностей требуется менее инерционная запись, чем та, кото-

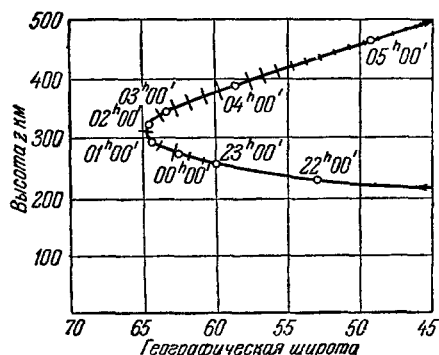


Рис. 15. Изменение высоты 1-го спутника 13 октября 1957 г. при его прохождении над Кембриджем.

Штрихами отмечена относительная интенсивность быстрых флуктуаций амплитуды на различных высотах.

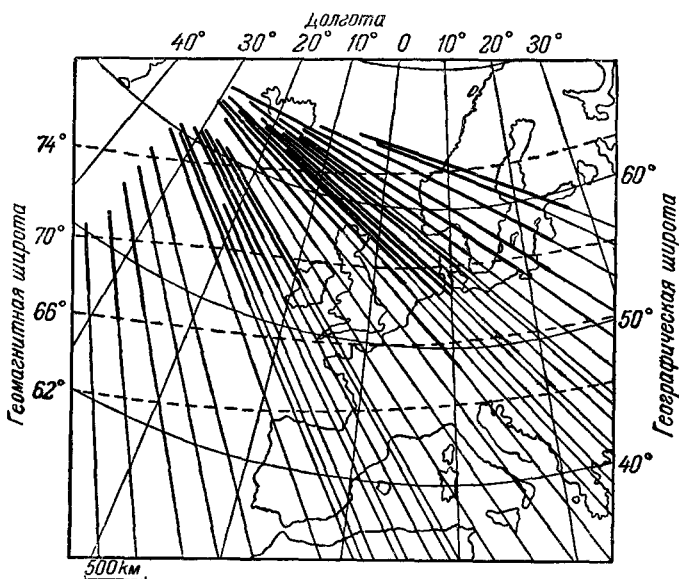


Рис. 16. На карте нанесены направления прохождения спутника, наблюдавшегося в Кембридже.

Утолщенные части линии соответствуют областям, где появлялись быстрые флуктуации амплитуды.

рая обычно использовалась в опытах (постоянная времени регистратора была $\sim 0,5$ сек). Однако некоторые записи, проведенные с помощью регистратора, имевшего постоянную времени в 0,01 сек, показали, что размеры

неоднородности $q_0 \sim 1$ км. Из детального сравнения полученных результатов с различными наблюдениями за мерцанием радиозвезд и спорадическим слоем $F2$ автор пришел к выводу, что в описываемых опытах проявилось влияние неоднородных образований ионосферы, обуславливающие эффекты, характеризующиеся такими же закономерностями. Результаты работы ²³ наглядно показывают, сколь плодотворны исследования амплитуды сигналов спутников, позволяющие простыми средствами получить множество результатов.

§ 8. АНТИПОДНЫЙ ЭФФЕКТ И ДРУГИЕ ЯВЛЕНИЯ СВЕРХДАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОСИГНАЛОВ СПУТНИКА ВОКРУГ ЗЕМЛИ

Выше было показано, как из записей амплитуды получают данные об ионосфере в относительно ограниченной области в окрестности точки наблюдения, мимо которой проходит спутник. В зависимости от орбиты спутника радиус этой области может достигнуть двух-трех и более тысяч

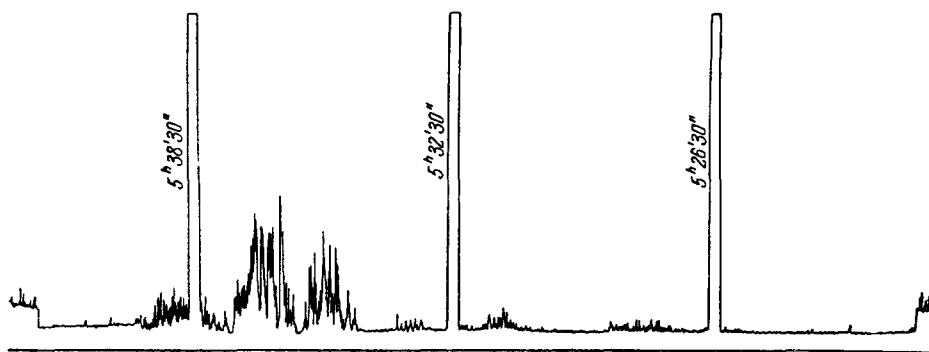


Рис. 17. Образец записи амплитуды радиосигналов 3-го спутника в Москве, когда наблюдались многоскачковый прием радиосигналов с расстояний в 8—10 тысяч км.

километров и определяется горизонтом его радиовидимости. Так, например, в случае, изображенном на рис. 11, дальность радиовидимости спутника была порядка 2300 км. Однако в ряде случаев наряду с таким локальным изучением ионосферы радиосигналы могут давать сведения, можно сказать, о глобальном состоянии ионосферы над земным шаром в областях, удаленных на 8—10 тысяч километров от точки наблюдения вплоть до антипода. В настоящее время нельзя сказать, насколько новыми и определенными будут такие данные, поскольку систематических результатов анализа подобных наблюдений еще нет. Вместе с тем даже рассмотренные в конце предыдущего параграфа результаты показывают, что для исследования морфологии ионосферы подобные опыты весьма полезны.

Методы анализа эффектов, характеризующих случаи распространения радиосигналов спутника сложного типа, могут быть весьма разнообразными. В каждом отдельном случае, естественно, они зависят как от характера экспериментального материала, так и состояния теории изучаемых явлений. В настоящее время еще отсутствуют систематические наблюдения подобного типа. Поэтому мы ограничимся здесь лишь иллюстрацией случаев приема радиосигналов спутника, требующих для своего истолкования знания состояния ионосферы в области, проходящей почти вдоль всей орбиты спутника вокруг Земли.

В отличие от случая, иллюстрируемого на рис. 11, когда радиосигналы спутника наблюдались лишь при прохождении его орбиты мимо точки наблюдения, на рис. 17 картина радиоприема значительно сложнее.

Во-первых, видно, что при прохождении мимо наблюдателя на ближайшем от него расстоянии характер изменения поля был более сложным, чем на рис. 11. Наряду с этим принимались сигналы с расстояний в 8—10 тысяч км. При этом сигналы регистрировались дискретно во времени в определенных створах углов отражения волны от Земли. Схематически возможные пути распространения волн, излучаемых спутником на такие большие расстояния, изображены на рис. 18. На этом же рисунке

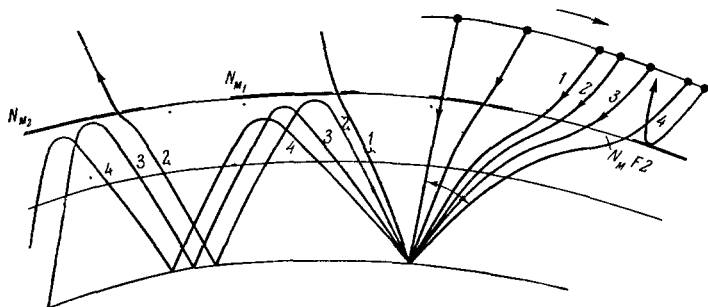


Рис. 18. Схематическое изображение многоскачкового распространения радиосигналов спутника.

Толстыми линиями очерчены участки, где в определенном створе углов падения волны область $F2$ непрозрачна для волн, излучаемых со спутника ($N_{M2}F2 > N_{M1}F2$, $N_{M1}F2 > N_{M1}F2$).

показано, какое изменение электронной концентрации $N_M F2$ вдоль трассы распространения может обеспечить многоскачковое распространение волны. Однако не исключены и другие типы распространения, когда осуществляется рефракция, приводящая к траектории, изображенной на рис. 19, и наблюдается как бы протяженное «скольжение» волны в опре-

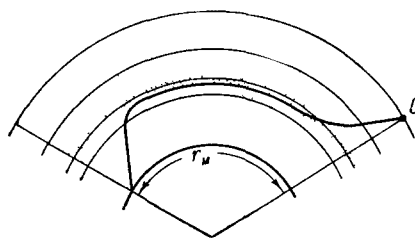


Рис. 19. Схематическое изображение «скользящей» траектории волны, излучаемой спутником, в определенной области ионосферы

деленной области ионосферы²⁵. Возможны и другие виды гидирования волн в ионосфере. Поэтому истолкование результатов наблюдений рассмотренного типа и получение по ним сведений об изменениях ионосферы в протяженных областях требуют систематизации многочисленных экспериментальных данных и детального их теоретического анализа.

Наиболее ярко выраженное явление сверхдальнего распространения радиосигналов спутника наблюдалось при их приеме с антипода. Несмотря на то, что давно уже известны подобные случаи на коротких волнах, интересным и новым является в данном случае то, что с антипода регистрировались сигналы при 3—4 последовательных оборотах подряд. Это свидетельствует о том, что условия, способствовавшие «стеканию» радиосигналов спутника в антипод, продолжались более 4—5 часов.

Наиболее интересные случаи приема радиосигналов 1-го спутника с антипода были зарегистрированы в Мирном *) в Антарктике на частоте 20 мГц. На рис. изображена запись, полученная 6 октября 1959 г., когда принимались сигналы с антипода между 12^{13} и 17^{10} по местному времени четыре раза подряд. Седьмого октября четыре таких сигнала наблюдались

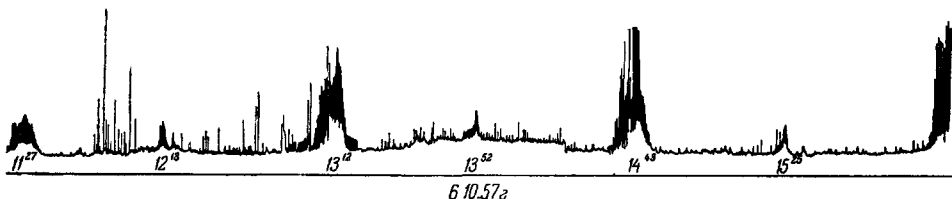


Рис. 20. Запись амплитуды сигналов 1-го спутника 6 октября 1957 г. в Мирном, когда 4 раза подряд принимались сигналы с антипода. На рисунке видны три сигнала с антипода в 12^{13} , 13^{52} и 15^{25} .

с 09^{45} до 17^{05} , а 8 октября три сигнала с 10^{43} до 13^{54} . Следует отметить, что в эти дни после прекращения этого эффекта прием сигналов еще продолжался с расстояний в 10—15 тысяч км и более. Сигналы с антипода 1-го спутника наблюдались также в ГДР 6 ноября на частоте 40 мГц в 14^{40} ²⁶; в США отмечены такие эффекты 5, 12 и 23 октября 1957 г. на частоте 40 мГц ²⁷.

§ 9. «РАДИОВОСХОД» И «РАДИОЗАХОД» СПУТНИКА

Наблюдения за радиосигналами спутника можно использовать для получения некоторых общих данных об ионосфере, определяя из наблюдений за амплитудой лишь моменты появления и исчезновения приема сигналов. Если эти моменты получены при прохождении орбиты над точкой наблюдения, то они определяют «радиовосход» и «радиозаход» спутника на частоте принимаемых волн.

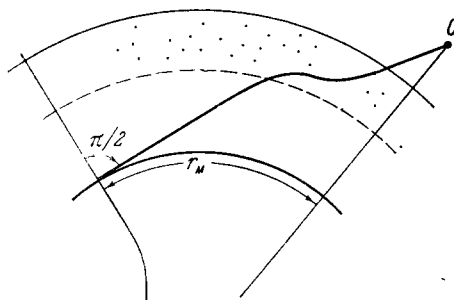


Рис. 21. Схематическое изображение траектории волны, излучаемой спутником в момент «радиовосхода» или «радиозахода».

Само собой разумеется, что моменты радиовосхода или радиозахода, которые определяют максимальные горизонтальные дальности приема сигналов r_M , зависят от высоты спутника и характера рефракции волны в ионосфере между излучателем и точкой наблюдения (рис. 21). Заданная зависимость электронной концентрации N от координат на трассе распространения волны однозначно определяет r_M . Поэтому если

известна, скажем, зависимость N на одной части траектории волны и задана ее функциональная зависимость на другой части траектории, то в принципе можно определить по величине r_M основные параметры, характеризующие вторую зависимость. Однако такая задача однозначна для однопараметрической одномерной функции. Поэтому по экспериментальным значениям r_M , полученным с помощью спутника, можно определить лишь

*) Эти наблюдения проводил сотрудник ИЗМИР АН СССР В. П. Розин, которому автор благодарен за предоставленные данные.

общий ход электронной концентрации выше главного максимума, если известна зависимость электронной концентрации ниже главного максимума $N_M F2$ ионосферы. Если, например, описывать ход N выше максимума с помощью экспоненциальной функции $N_M e^{-sz}$, эффективным образом определяющей средний ход убывания N , то таким путем можно определить величину s .

Подобный анализ экспериментальных данных содержит, однако, ряд трудностей, которые могут привести к существенным погрешностям единичных опытов. Основной источник погрешностей состоит в том, что при использовании существующей сети ионосферных станций невозможно точно определить зависимость N от координат в области прохождения волны в нижней половине ионосферы, отмеченной точками на рис. 21. Относительно просто можно выбирать по экспериментальным данным лишь зависимость, аппроксимирующую ход N только по высоте. Однако горизонтальный градиент $\frac{dN}{dx}$, хотя он и мал по сравнению с $\frac{dN}{dz}$, сильно влияет на рефракцию волны. Наряду с этим характер траектории очень чувствителен к тому, насколько близка частота волны к максимально применимой частоте. В связи с этим рассматриваемый метод определения s может обеспечить точные результаты лишь при статистической обработке экспериментальных данных. При достаточном количестве единичных наблюдений можно получить распределение совокупности s , единичные значения которой определяются по заранее рассчитанным кривым $r_M(s)$, для заданной группы исходных величин. Поскольку указанные погрешности носят более или менее случайный характер и имеют различные знаки можно а priori полагать, что наиболее вероятное значение s (максимум кривой распределения) определяет величину s для средних условий рассматриваемой группы наблюдений. Другие же свойства кривой распределения s , кроме ее максимума, уже нельзя использовать для каких-либо заключений. Действительно, например, дисперсия получаемой совокупности значений s зависит как от погрешности методики, так и содержит вариации самой величины s . Однако отделить их друг от друга невозможно.

Указанный метод обработки наблюдений за радиовосходом и радиозаходом спутника был использован в ²², где описываются соответствующие расчеты и приводятся таблицы $r_M(s)$ для различных параметров нижней ионосферы (см. также ²⁸). В ²² по данным наблюдений за 5, 6 и 7 октября 1957 года для области широт в $(20-45)^\circ$ с. ш. и интервала $07^{40}-09^{40}$ по Московскому времени получено наиболее часто встречающееся значение $s \sim 3,5 \cdot 10^{-3}$ км. Оно характеризует для указанных условий средний ход убывания электронной концентрации выше главного максимума $N_M F2$ (рис. 22).

Результаты этой работы позволили установить вскоре после запуска 1-го спутника, что выше главного максимума электронная концентрация

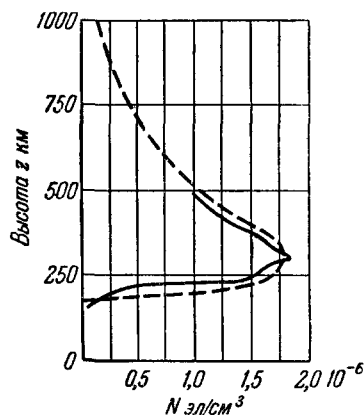


Рис. 22. Средний ход электронной концентрации $N(z)$ выше максимума $N_M F2$, полученный по наблюдениям за радиовосходом и радиозаходом сигналов 1-го спутника.

На рисунке сплошной кривой нанесена зависимость $N(z)$, полученная с помощью высотной ракеты; радиосигналы спутника 5—7. X. 1957 г., ракета—21. II. 1958 г.

убывает значительно медленнее, чем это предполагалось ранее. В дальнейшем к этим же результатам привели другие данные, а также опыты с помощью высотных ракет; соответствующая кривая, полученная в одном из этих опытов, нанесена для сравнения на рис. 22⁵.

В работе²² сделана также попытка приблизительно оценить зависимость концентрации нейтральных частиц от высоты $n(z)$ в верхней части атмосферы по кривой $N(z)$. Соответствующие оценки основаны на вполне очевидном допущении, что при $z > 300-400$ км состояние ионосферы близко к квазистационарному и баланс ионизации описывается с помощью уравнения

$$\sigma \frac{S}{\epsilon_i} n \sim \alpha N^2, \quad (43)$$

где S —поток ионизирующего излучения, σ —сечение фотоионизации, ϵ_i —энергия, расходуемая на один акт ионизации, и α —коэффициент фото-рекомбинации. При использовании известных значений S , α и ϵ_i была

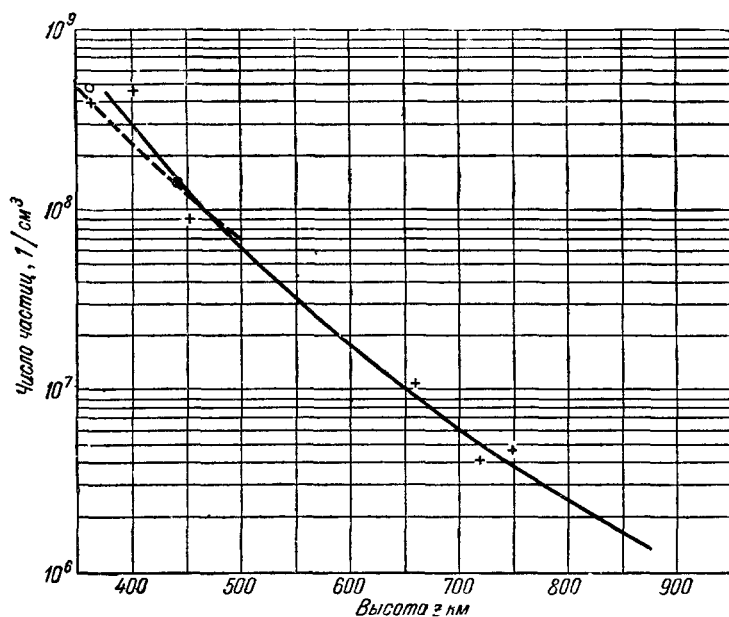


Рис. 23. Зависимость концентрации нейтральных частиц $n(z)$ от высоты, полученная по кривой $N(z)$, изображенной на рис. 22. На рисунке приведены различные результаты последующего определения n с помощью спутников. Торможение спутников: $\circ$ —советские и $+$ —американские исследователи; $\bullet$ —натриевое облако (высотная ракета), —1-й спутник (радионаблюдения), — — — — 3-й спутник (манометры).

получена зависимость, изображенная на рис. 23. Весьма интересно, что все дальнейшие определения плотности нейтральных частиц в указанном интервале высот, полученные с помощью манометров⁴⁴ при использовании данных по торможению спутников^{11,12} и т. п.^{45,46}, привели к результатам, которые ложатся около кривой $n(z)$. Это совпадение кажется нам поучительным. Оно подтверждает не только законность использования подобного метода исследования $n(z)$, но по-видимому, также свидетельствует о том, что с помощью использованных до настоящего времени методов удалось определить плотность атмосферы лишь осредненным образом и не более точно, чем в работе²².

IV. ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ СПУТНИКОМ

В настоящее время нет оснований для определенных заключений относительно того, в каких условиях возникают возмущения различного типа в окрестности спутника или ракеты, в ионосфере или межпланетном газе.

Теоретически конкретное решение задачи о взаимодействии движущихся тел с плазмой сопряжено с существенными трудностями как принципиального, так и вычислительного характера и до сих пор скольнибудь полное решение такой задачи отсутствует. Из теоретических результатов по исследованию плазмы общего характера, применительно к интересующему нас здесь вопросу, представляют интерес анализ дисперсионных соотношений для колебаний и волн в плазме ²⁹, условие возбуждения плазмы ионными и электронными пучками ^{30,31} и решение ряда других вопросов, имеющих более или менее методический характер. Эти результаты позволяют делать лишь некоторые весьма приближенные оценки и предсказания ожидаемых при движении спутника явлений. Что же касается решения конкретного типа задач указанного типа, то нам известна лишь работа ³², результаты которой позволяют делать уже ряд более определенных заключений относительно некоторого типа возмущений, вызываемых спутниками.

Экспериментальным путем возмущения плазмы в окрестности спутников также по существу еще не исследовались. Некоторые данные соответствующего типа приводились в литературе. Однако их еще нельзя воспринимать как достаточно достоверные, не говоря уже о том, что фактов этих очень мало. Вся совокупность известных данных несколько противоречива и скорее носит характер предварительных сообщений, чем завершенных исследований. Поэтому и с этой стороны мы еще не имеем определенных сведений относительно интересующих нас здесь явлений.

Ниже рассматриваются известные теоретические и экспериментальные данные и приводятся некоторые соображения по поводу возможной интерпретации результатов наблюдений. Однако прежде всего целесообразно сделать некоторые замечания по поводу ожидаемых при этом эффектов.

Движение тела в верхней атмосфере происходит обычно в условиях, когда длины пробега частиц велики по сравнению с размерами тела и оно взаимодействует с нейтральными молекулами и атомами, ионами и свободными электронами. Поэтому, когда скорость тела велика по сравнению с тепловой скоростью ионов и нейтральных частиц, существенно нарушается концентрация этих частиц, а также электронов; это приводит к появлению электрического потенциала вокруг тела даже при условии, если первоначальный заряд самого тела равен нулю. Поток же частиц, отраженных от тела, в принципе может привести к возбуждению колебаний плазмы.

Независимо от этих явлений сверхзвуковое движение тела должно вызвать излучение плазменных волн, переносимых с самим телом, типа черенковского излучения электрона, когда его скорость больше скорости света в среде. Это излучение, со своей стороны, может усложнить структуру электрического поля вокруг тела. Наряду с этим не исключено возникновение электрических полей, изменяющихся во времени в системе координат, связанных с телом и, следовательно, уходящих от тела волновых процессов. Эти процессы должны являться следствием неустойчивости стационарного состояния плазмы вокруг тела. Указанные явления могут охватывать большую область в окрестности движущегося тела, соизмеримую с длиной пробега частиц.

С учетом влияния внешнего магнитного поля возможны следующие особенности этих явлений. Прежде всего отметим, что соответствующая область, образованная из-за нарушения концентрации ионов и электронов, будет сплюсненной вследствие малой диффузии ионов поперек поля. Поэтому размер этой области в нормальном к магнитному полю направлении, по-видимому, будет порядка Ларморова радиуса ионов и, следовательно, значительно меньше длины пробега частиц. Такая форма неоднородной области приведет к существенному увеличению ее эффективного сечения рассеяния. Следует, далее, иметь в виду возможность возбуждения телом колебательных процессов, вследствие указанной неустойчивости, в окрестности не только собственной частоты плазмы, но и гироскопических частот ионов и электронов, а следовательно, и излучения на этих частотах. Под влиянием магнитного поля—характер излучения, вызванного сверхзвуковым движением тела, также будет более сложным.

При рассмотрении всех этих процессов необходимо также иметь в виду влияние потоков излучения Солнца. Роль его в этих явлениях, по-видимому, скажется в том, что вследствие фотоэмиссии самого тела, вызванной воздействием этого излучения, изменяется потенциал самого тела и, кроме того, возникает дополнительный поток электронов, который может регулировать колебательные процессы в окрестности тела.

Изучение указанных явлений и других эффектов подобного типа составляет большой и важный раздел задач, которые необходимо разрешать при исследованиях с помощью спутников и ракет ионосферы и межпланетного газа. Ограничиваясь указанными замечаниями, перейдем теперь к рассмотрению известных теоретических и экспериментальных данных и их анализу.

§ 10. НАРУШЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВОКРУГ СПУТНИКА ИЛИ РАКЕТЫ

Одной из наиболее существенных причин разного типа возмущений, возникающих в плазме в окрестности движущегося тела, является сверхзвуковая его скорость, а именно, выполнение условия

$$\sqrt{\frac{8kT}{\pi M}} \ll V \ll \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (44)$$

где V —скорость тела, а $\sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ и $\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ соответственно—средние тепловые скорости тяжелых частиц и электронов. Нарушение концентрации, в частности, заряженных частиц в этой области и появление в ней вследствие этого электрического поля является важным и существенным следствием этого обстоятельства. Соответствующий расчет и выполнен в работе ³², где другие эффекты, указанные выше, как, например, излучение, переносимое телом, нестационарные явления, приводящие к колебаниям плазмы, и т. п. явления, не рассмотрены.

При движении тела со сверхзвуковой скоростью впереди него в системе координат, связанной с телом, возникает область сгущения, а сзади область разрежения как нейтральных, так и заряженных частиц. Вопрос о расчете плотности n нейтральных частиц в области сгущения довольно прост, поскольку соударениями в возмущенной области можно пренебречь (длина свободного пробега много больше линейных размеров тела) и средняя тепловая скорость частиц много меньше скорости тела. Предполагая, что соударения частиц газа с телом упругие и они зеркально от них отражаются, для шара радиуса r_0 получается, например, что вдоль

направления его движения

$$\frac{n(r, 0)}{n_0} = 1 + \frac{r_0^2}{(2r - r_0)^2}, \quad (45)$$

где r — расстояние от центра шара вдоль вектора его скорости V . Мы видим, что на самой поверхности тела концентрация частиц максимальна и вдвое больше невозмущенного значения концентрации n_0 . Отметим, что если происходит не зеркальное, а диффузное отражение частиц, то концентрация вблизи тела возрастает значительно больше.

Сзади тела, где имеется разрежение, характер установления зависит от распределения частиц по скоростям в набегающем потоке, который и заполняет эту область. Поэтому для расчета области разрежения необходимо уже решать кинетическую задачу, т. е. исследовать уравнение

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{1}{M} \nabla_{\mathbf{r}} U \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (46)$$

где $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — искомая функция распределения в этой области, $\mathbf{v}$ скорость частиц, а U — потенциальная энергия взаимодействия частиц с телом.

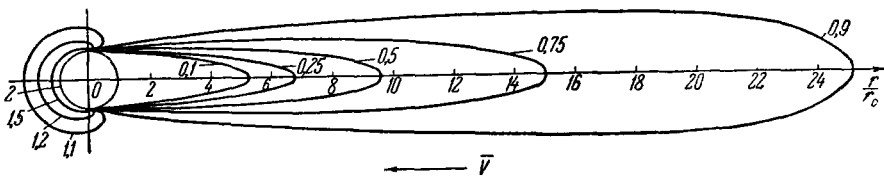


Рис. 24. Кривые равных значений отношения концентрации частиц в окрестности спутника $n(r, 0)$ к невозмущенной концентрации плазмы n_0 .

Кривые рассчитаны для случая, когда скорость спутника $V \approx 8 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$.

При некоторых вполне допустимых ограничениях в ³² найдено соответствующее решение и в области разрежения получена зависимость

$$n(r, \theta) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (47)$$

где угол θ — полярная координата точки относительно центра шара. Вдоль направления движения, т. е. когда $\mathbf{r} \parallel \mathbf{V}$,

$$\frac{n(r, 0)}{n_0} = \exp \left\{ - \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{MV^2}{2kT} \right\}. \quad (48)$$

На рис. 24 построены соответствующие кривые равных отношений $\frac{n(r, 0)}{n_0}$ рассчитанные в ³² для значения $V \approx 8 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$.

Мы видим, что сзади тела сильно нарушается концентрация n , где она убывает по экспоненциальному закону. Вдоль оси r на расстоянии, например, в $5r_0$ значение $\frac{n(r, 0)}{n_0} \sim 10^{-1}$, при $r \sim 25r_0$ $n(r, 0)$ составляет 90% n_0 , а при $r \sim 64r_0$ $\frac{n(r, 0)}{n_0} \sim 0,99$. Легко заметить, что на больших расстояниях

$$\frac{\Delta n}{n_0} = 1 - \frac{n(r, 0)}{n} \sim \frac{r_0^2}{r^2} \frac{MV^2}{2kT} \quad (49)$$

и, следовательно, возмущение концентрации частиц убывает здесь обратно пропорционально квадрату расстояния от тела.

Нарушение концентрации ионов и электронов, как уже указывалось выше, приводит к появлению электрического поля, влияющего на искомое возмущение распределений этих частиц. Поэтому соответствующий расчет требует совместного решения кинетических уравнений для ионов и электронов с уравнением Пуассона

$$\Delta\varphi = 4\pi e \left\{ \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e) d\mathbf{v}_e - \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_i \right\}, \quad (50)$$

где f_e и f_i — соответственно искомые функции распределения электронов и ионов, а φ — потенциал электрического поля.

Анализ соответствующей системы уравнений при учете условия (44) и предположения, что заряженные частицы отражаются упруго от тела,

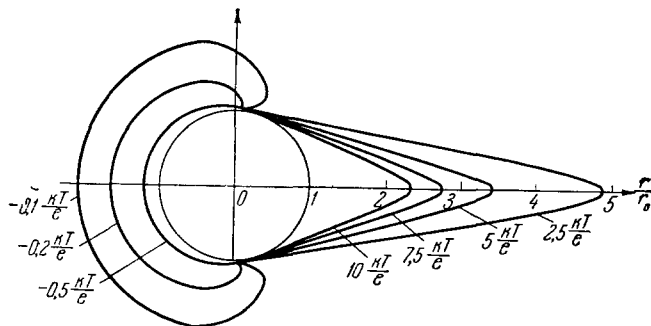


Рис. 25. Кривые равных значений потенциала электрического поля вокруг спутника, рассчитанные для скорости спутника $V = 8 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, и значения $\ln\left(\frac{D}{r_0}\right) \sim 10$, характерного для ионосферы в широкой области высот (D — дебаевский радиус).

привел в ³² к следующим следствиям. Показано, что возмущенная плотность электронов

$$N(r, \theta) = \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e) d\mathbf{v}_e$$

близко совпадает с возмущенной плотностью ионов

$$N_i(r, \theta) = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}_i) d\mathbf{v}_i$$

с точностью до члена порядка

$$\left(\frac{D}{r_0}\right)^2, \text{ где } D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi Ne^2}}$$

дебаевский радиус. Потенциал же электрического поля

$$\varphi(r, \theta) = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_{0i}}{N_i(r, \theta)} \quad \text{при} \quad \frac{N_i(r, \theta)}{N_{0i}} \gg \left(\frac{D}{r_0}\right)^2, \quad (51)$$

где индекс «0» означает невозмущенное значение концентрации. На более близких расстояниях, где $\frac{N_i(r, \theta)}{N_{0i}} < \left(\frac{D}{r_0}\right)^2$ с указанной точностью

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \quad (51_1)$$

и не зависит от r .

Кривые равных значений потенциала, рассчитанные в ³², приведены на рис. 25. Для ионосферы обычно $\frac{D}{r_0} \ll 1$ и, так как в большой области в окрестности тела

$$\varphi(r, \theta) \leq \frac{10kT}{e} \sim 1\text{ в}, \quad (52)$$

можно принять, что электрическое поле мало влияет на возмущение скоростей ионов. В итоге

$$\frac{N(r, \theta)}{N_0} \sim \frac{N_i(r, \theta)}{N_{0i}} \sim \frac{n(r, \theta)}{n_0}, \quad (53)$$

а именно относительное нарушение концентрации нейтральных частиц, изображенное на рис. 24, описывает одинаковым образом относительное нарушение концентрации как ионов, так и электронов. Если теперь скомбинировать формулы (51) и (48), то

$$\varphi(r, \theta) = \frac{MV^2}{e} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (54)$$

и, следовательно, потенциал поля убывает вдоль направления движения тела обратно пропорционально квадрату расстояния. Отметим здесь, что потенциал заряженного тела убывает с расстоянием вследствие дебаевской экранировки экспоненциально, т. е. значительно быстрее.

Рассматриваемые выше результаты приводят к ряду важных следствий, которые обсуждаются в дальнейшем при анализе экспериментальных данных и возможностей различного типа измерений (см. § 12 и 13).

§ 11. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО РАССЕЯНИЮ РАДИОВОЛН ОТ СЛЕДОВ СПУТНИКОВ; ДРУГИЕ РАДИОЭФФЕКТЫ

Указания относительно неоднородных образований, по-видимому, наблюдавшихся в ряде случаев вдоль орбиты спутников в их окрестности, получены из радионаблюдений, в основном из данных по рассеянию радиоволн. Не исключено, что анализ других измерений с помощью спутников, при соответствующем подходе к их интерпретации, позволит извлечь интересные данные по этому же вопросу. Однако, по-видимому, в большинстве исследований не только не обращено внимание на возможность изучения этих явлений, но также не учитывалось, что в этом имеется непосредственная необходимость, поскольку соответствующие эффекты могут явиться источником погрешностей и вызвать неопределенность при интерпретации результатов измерений.

В ряде работ при облучении орбиты спутника с помощью радиоволн наблюдался прием рассеянных сигналов при прохождении спутника в зоне, освещенной антеннами излучателя и приемного устройства. Непосредственно же в этих опытах прием излучателя отсутствовал, поскольку частота радиоволн превышала критическую или максимально применимую частоту ионосферы между излучателем и приемником. Образцы подобных записей, заимствованные из ³³, приведены на рис. 26. В этих опытах при прохождении 1-го спутника велись наблюдения за излучением магистральной радиостанции WWV в диапазоне 20 мГц на расстоянии $r \sim 550$ км. На соответствующих записях регистрировалась амплитуда принимаемых волн. Отмеченные на рисунке стрелками сигналы наблюдались при прохождении спутника в течение нескольких десятков секунд, т. е. вдоль большей части видимой его орбиты. Мелкие выбросы ампли-

туды, заметные на записи, вызваны отражениями от метеорных следов; на одной из записей, несмотря на интенсивный фон отражений от метеорных следов, прохождение спутника отмечалось заметным всплеском амплитуды принимаемых волн. Указанные наблюдения велись в США в Колумбийском университете (штат Охайо), при прохождении 1-го и 2-го советских спутников и американских спутников Эксплорер I и III ³⁴.

Высоты, на которых возникали эти эффекты, достигали по данным советских спутников 800 км, а по наблюдениям за Эксплорер 1600 км. По интенсивности принимаемых сигналов, рассеянных следом 1-го спутника при его прохождении на высоте 300—350 км, авторы получили эффективное сечение следа $\sigma_s \sim 600 \text{ м}^2$! Столь большое значение σ_s должно было бы свидетельствовать об уверенно наблюдаемом и устойчивом явлении. Такое впечатление и складывается из заметок ³³⁻³⁴.

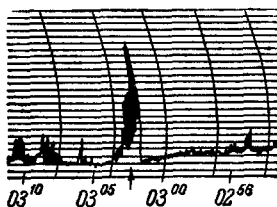


Рис. 26. Записи амплитуды радиоволн, принятых в результате рассеяния от следов 1-го спутника и метеорных следов.

Стрелками отмечены случаи приема сигналов от следов спутника.

Поэтому вызывает некоторое удивление, что в Йелонском университете (штат Мичиган), где велись аналогичные наблюдения за той же радиостанцией WWV, рассеяние от следов спутников не обнаружено³⁵. Насколько противоречивы эти результаты американских авторов, остается неясным. О возможных причинах ослабления рассеяния от следа спутника указывается в следующем разделе. Однако независимо от этого сообщение ³⁵ не находится также в согласии с последней публикацией других американских исследователей ³⁸, которые, по-видимому, регулярно наблюдали рассеяние радиоволн от следов 3-го спутника и Дискавер 1 на частотах в 10—15 мГц и выше. При этом ими отмечено изменение доплеровского смещения частоты принимаемых рассеянных радиоволн в пределах $0 \div 200 \text{ гц}$, что укрепляет уверенность в правильности этих результатов. Эти исследования, по-видимому, были достаточно систематическими и авторы обещают подробнее их описать. В заметке французских авторов ³⁷ также сообщается, что несколько раз наблюдалось заметное рассеяние радиоволн на частоте 25 мГц от следов

спутника на высотах порядка 250 км и 500 км, которое длилось, соответственно, (100—300) сек и (30—35) сек (см. также заметку ⁴⁹).

Рассеяние радиосигналов от 1-го и 2-го спутников, а также ракеты носителя 1-го спутника исследовалось также в Англии с помощью большого радиотелескопа Джодрелл-Бэнк. Для этих опытов он был специально переделан в радиолокатор. В одной серии опытов с 11 октября по 1 декабря 1957 г. велись наблюдения на 36 мГц и 120 мГц за 1-м спутником и его ракетой-носителем, а в другой на частотах 36 мГц и 100 мГц за 2-м спутником ³⁶. В этих опытах специально прослеживались последние обороты спутников на высотах в 190—220 км с целью обнаружения, как пишут авторы, явлений, аналогичных метеорной ионизации. Авторы указывают, что интенсивность рассеяния была примерно одинаковой на всех высотах, и приходят к заключению, что искомые эффекты не обнаружены. Вместе с тем приводимые в ³⁶ количественные данные позволяют

прийти к обратному заключению. Эффективное сечение σ -рассеяния от ракеты носителя 1-го спутника и 2-го спутника изменялось по их данным в пределах от 10 до 500 м² на частоте 36 мГц и было порядка 10—15 м² на 100—120 мГц. Поскольку линейные размеры этих тел были достаточно большими, их эффективные сечения σ также велики и могли превышать соответствующие значения σ_s неоднородных образований на указанных частотах (см. § 12). Поэтому полученные результаты можно объяснить так, как это делают авторы: рассеянием от самих тел ракеты носителя и 2-го спутника. Однако на частотах 36 мГц и 120 мГц получилось, что эффективное сечение рассеяния 1-го спутника $\sigma_s \sim 0,4$ м². Поскольку 1-й спутник был шаром радиуса в 29 см, то при условии, что его антенное устройство существенно не влияло на рассеяние, легко показать, что на частоте 120 мГц $\sigma \sim 0,41$ м². Однако на частоте 36 мГц металлический шар соответствующего размера имеет $\sigma \sim 0,03$ м², которое примерно в 13—14 раз меньше измеренного значения σ_s . Таким образом необходимо объяснить, почему на частоте 36 мГц получено $\sigma_s \sim 0,4$ м². Можно однако, показать (см. § 12), что если на частоте 36 мГц эффективное сечение рассеяния, вызванное неоднородным образованием плазмы, возникающим в окрестности спутника, $\sigma_s \sim 0,4$ м², то на частоте 120 мГц сечение σ_s этого образования меньше значения σ самого 1-го спутника. Таким образом, результаты опытов английских наблюдателей позволяют прийти к заключению, противоположному тому, которое они сделали, и не исключают допущения, что вокруг 1-го спутника на самом деле в их опытах наблюдалось неоднородное ионизированное образование, однако оно не было типа метеорного следа, т. е. облаком дополнительной ионизации, которое они искали. Лишь дальнейшие исследования подобного типа позволяют получить более достоверные выводы по этому вопросу.

В заключение этого раздела следует указать еще на два коротких сообщения в литературе, которые, возможно, свидетельствуют о наличии в плазме в окрестности спутника эффектов колебательного типа. Суть результатов одной заметки состоит в следующем³⁹. С приближением спутника к точке наблюдения амплитуда излучаемых им радиосигналов изменялась нерегулярно (см. рис. 27, а) в точке наблюдения. Примерно за 1 минуту до прохождения через точку минимального удаления спутника от точки наблюдения нерегулярные изменения амплитуды исчезали и ход амплитуды сохранялся до его захода гладким (рис. 27, б), не считая ее изменений, обусловленных вращением самого спутника. Такую картину изменения амплитуды радиосигналов можно было бы объяснить влиянием нерегулярного неоднородного образования, которое переносилось спутником впереди него.

В заметке⁴⁰ очень скупо сообщается, что на освещенной Солнцем части орбиты 3-го спутника принималось слабое излучение области, окружающей спутник (автор не приводит частоту этих колебаний), которое в соответствии с движением спутника испытывало доплеровское смещение частоты. Насколько достоверны приведенные в обеих заметках результаты и подтверждают ли они предполагаемое возбуждение вокруг спутника эффектов, отмеченных в начале этого раздела, пока неясно.

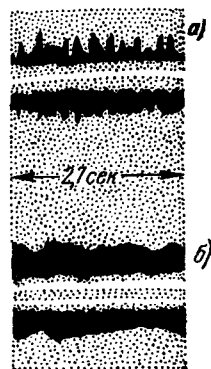


Рис. 27. Запись амплитуды радиосигналов 1-го спутника:

а) приближение к точке наблюдения, б) после перехода через точку минимального его удаления от точки наблюдения.

§ 12. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО РАССЕЯНИЮ РАДИОВОЛН

Легко показать, что использование довольно простых современных радиоустройств может обеспечить в диапазоне 10—25 мГц прием радиоволн, рассеиваемых неоднородным образованием при условии, если его эффективное сечение рассеяния σ_s порядка 50÷100 м². Действительно, легко обеспечить на волне $\lambda=15$ м усиление приемной и передающей антенн $G \sim 10$. Поэтому, если $\sigma_s=100$ м², мощность излучения передающего устройства $W_0 \sim 10^5$ вт, то на расстоянии $R \sim 500$ км энергия принимаемых волн, рассеиваемых неоднородностью,

$$W_s = \frac{G^2 \sigma_s \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} W_0 \sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ вт}, \quad (55)$$

превышает часто уровень собственных шумов приемного устройства и фон излучения Галактики и Солнца.

Какого же типа неоднородности в ионосфере могут иметь указанные выше значения эффективного сечения рассеяния σ_s ? Проведем соответствующие оценки для обратного рассеяния, полагая, что электрический вектор падающей и рассеянной волн нормален к направлению распространения. Первоначально рассмотрим однородный шар радиуса q_0 , электронная концентрация которого отличается от электронной концентрации N плазмы на величину $\Delta N \ll N$, причем

$$\Delta \epsilon = \frac{4\pi e^2}{m\omega^4} \Delta N \ll 1. \quad (56)$$

Нетрудно показать ⁴¹, что для такого шара

$$\sigma_s(\pi) = \frac{4\pi^3 e^4 q_0^6}{m^2 \omega^4} \Delta N^2 \simeq 8 \cdot 10^{18} \frac{q_0^6 \Delta N^2}{\omega^4}. \quad (57)$$

Поэтому если значение q_0 по порядку величины равно длине свободного пробега электронов L , то на высоте $z \sim 500 - 600$ км, где $L \sim 3 - 4 \cdot 10^4$ см на частоте $f \sim 15$ мГц эффективное сечение $\sigma_s(\pi) \sim 100$ м², если $\Delta N \sim 10^5$ эл/см³. Так как в этой области ионосферы в различных условиях электронная концентрация $N \sim (4-10) \cdot 10^5$, то таким образом относительное изменение $\frac{\Delta N}{N} \lesssim (1-2) \cdot 10^{-1}$ уже достаточно для того, чтобы наблюдалось заметное рассеяние радиоволны от диэлектрического шара.

Однако вследствие диффузии шар с резкой границей не может длительно существовать в ионосфере. Поэтому сделанная оценка для однородного шара нереальна. Если же предположить, что сферически симметричное электронное облако имеет распределение $\Delta N \exp \left[-\left(\frac{r}{q_0} \right)^2 \right]$, близко описывающее размытие границы из-за влияния диффузии, то

$$\sigma_s(\pi) \simeq \frac{4\pi^3 e^4 q_0^6}{m^2 c^4} \Delta N^2 \exp \left\{ -\left(\frac{2\pi q_0}{\lambda} \right)^2 \right\} \quad (58)$$

и для указанных выше значений q_0 , λ и ΔN $\sigma_s(\pi)$ ничтожно мало. Размытые границы неоднородностей другой формы привели бы к аналогичному уменьшению рассеяния. Поэтому наблюдаемые экспериментальные факты можно объяснить лишь при условии возбуждения в окрестности спутника неоднородностей с резкими границами.

Выше уже указывалось, что вследствие медленной диффузии в направлении, поперечном к магнитному полю Земли, неоднородное электронное образование в окрестности спутника, по-видимому, должно иметь линейный размер, близкий к значению Ларморова радиуса q_H вращения

ионов, а в продольном направлении сопоставимо с длиной свободного пробега L электронов. В рассмотренном выше примере, на высоте $z \sim 500-600$ км $q_H \sim 4 \cdot 10^2$ см и значительно меньше $L \sim 3 \div 4 \cdot 10^4$ см, поэтому неоднородность будет здесь иметь резкую границу. Можно оценить рассеяние на таком образовании, рассматривая его как цилиндр радиуса q_H и длиной L .

Электрическая неоднородность цилиндрической формы имеет эффективное сечение обратного рассеяния, при выполнении условия (56), определяемое формулой

$$\sigma_s(\pi) = \frac{\pi^2}{4} \frac{L^2 q_H^2}{\lambda^2} J_1^2 \left(\frac{4\pi q_0}{\lambda} \right) \Delta \varepsilon^2, \quad (59)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка и для ионосферы $\Delta \varepsilon = \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \Delta N^2$. Для использованных выше значений различных параметров формула (59) дает для максимума J_1 значение $\sigma_s \sim 10$ м² при $\Delta N \sim 10^5$ эл/см³. Таким образом, электронное облако цилиндрической формы будет заметно рассеивать радиоволны на частоте $f \sim 15$ мГц, если относительное нарушение электронной концентрации ионосферы $\frac{\Delta N}{N} \sim 10^{-1}$. По данным, приведенным в § 10, можно теперь показать, что в разреженной области сзади спутника для области длиной $L \sim 3 \div 4 \cdot 10^4$ см среднее значение $\frac{\Delta N}{N} \sim 10^{-1} \div 7 \cdot 10^{-2}$. Имея в виду, что эта область имеет толщину q_H , мы видим, что рассеяние на этом образовании может объяснить экспериментальные данные, рассмотренные в предыдущем параграфе.

Естественно, что на самом деле область разрежения, по-видимому, имеет форму, более близкую к сплюсненному конусу. Вдоль направления вектора $\mathbf{H}$ она растянута, как уже указывалось, на длину пробега электронов, а в двух взаимно перпендикулярных к нему направлениях имеет сечение $\left[q_H < \sqrt{\frac{8kT}{\pi M} \frac{L}{V}} \right]$, причем одна из этих сторон $\sqrt{\frac{8kT}{\pi M} \frac{L}{V}} \gg q_H$. Поэтому в зависимости от ориентации этой области по отношению к наблюдателю может существенно изменяться эффективное сечение рассеяния. Если рассеяние будет происходить от тонкой грани неоднородного образования, то σ_s , например, уменьшится в рассматриваемом выше примере более чем в 10 раз. Этой причиной возможно и объясняются экспериментальные факты, свидетельствующие о больших вариациях σ_s , а также об отсутствии в ряде случаев рассеяния от следа спутника.

Из формулы (59), по-видимому, ближе объясняющей экспериментальные данные, следует также, что $\sigma_s \sim \frac{1}{\omega^2}$, т. е. довольно быстро падает с увеличением частоты. Отсюда становится совершенно ясным, что в опытах, проводившихся в Англии при переходе от частоты в 36 мГц к частоте 120 мГц, ожидаемое рассеяние от следа спутника должно было уменьшиться по крайней мере в 10 раз. Поэтому, если рассеяние на частоте 36 мГц происходило главным образом от следа спутника, эффективное сечение которого, измеренное в опытах $\sigma_s \sim 0,4$ м², то на частоте 120 мГц след спутника имел сечение $\sigma_s \sim 0,04$ м² и оно было значительно меньше эффективного сечения рассеяния σ самого 1-го спутника как металлического шара. В указанных опытах, следовательно, на двух частотах наблюдавшиеся эффекты рассеяния, по-видимому, могли существенно отличаться друг от друга. Что же касается рассеяния на частоте 36 мГц то из формулы (59) следует, что $\sigma_s \sim 0,4$ м², если $\frac{\Delta N}{N} \sim 10^{-1}$. Такие же

отклонения электронной концентрации, как мы видели, возникают в разреженной области спутника, если суммарное нарушение ΔN , вызванное им в ионосфере, равномерно распределить на цилиндр радиуса ϱ_H и длиной L .

Таким образом, современное состояние теории и эксперимента, даже при скудности этих данных, по-видимому, дает основание полагать, что в окрестности спутника значительно нарушается электронная концентрация плазмы; что же касается наличия других эффектов, то для каких-либо заключений данных еще недостаточно.

§ 13. О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНОГО ТИПА ЗОНДОВ

Возмущения плазмы в окрестности спутника, рассмотренные в предыдущих разделах, естественно необходимо учитывать при постановке и анализе результатов экспериментальных исследований ионосферы с помощью различного типа зондов, т. е. приборов, измеряющих искомые параметры среды в непосредственной близости от спутника. Так, например, из формул (46)—(48), приведенных в § 10, видно, что непосредственно около поверхности шарообразного спутника, вдоль направления его движения, на одной его стороне концентрация частиц увеличивается вдвое и большее число раз, а с другой его стороны, наоборот, уменьшается в пять—десять раз, если скорость спутника больше скорости ионов в 8 раз. Что же на самом деле определяет какой-либо зонд, помещенный на спутнике, измеряющий концентрацию частиц? На этот вопрос можно определенно ответить, лишь зная характер процессов вокруг спутника и его автономного движения. Аналогичным образом при измерениях электрического потенциала в окрестности спутника возникают такого же типа затруднения. Так, впереди спутника электрический потенциал поля около его поверхности составляет лишь некоторую долю $\frac{kT}{e}$. Сзади же из формулы (54) следует, что при $r \sim r_0$ потенциал $\varphi \sim 10 \frac{kT}{e}$, т. е. достигает 1—1,5 φ .

Таким образом, зондовые измерения подвержены существенному влиянию эффектов, возникающих вследствие взаимодействия спутника с плазмой, и результаты их обработки могут содержать погрешности или несут характер каким-то образом осредненных данных, если при их анализе не учитывается роль этих эффектов. Естественно, что с удалением соответствующих зондов от поверхности спутника роль этого влияния значительно уменьшается. Однако сзади спутника, даже на расстоянии в 2—3 радиуса от его поверхности, разрежение, как мы видим, еще очень велико и концентрация частиц составляет 0,1 нормальной ее величины. Возможно, что этими причинами и объясняется отмеченная выше в § 9 удивительная близость различных результатов определения концентрации частиц, проводившегося в различных условиях различными методами; по-видимому, во всех опытах результаты измерений как-то образом сглажены и осреднены.

Означают ли эти соображения, что исследования плазмы с помощью зондов, помещаемых на спутнике или ракете, настолько трудно интерпретировать, что они представляются безнадежными? Конечно, такой вывод был бы совершенно неправильным. Эти замечания указывают лишь на необходимость осторожного подхода к интерпретации соответствующих результатов опытов и изменения подхода к постановке подобных измерений. Наоборот, возможны различные способы не только учета возмущающего взаимодействия спутника со средой, но и его использования для различных измерений. Одну из таких возможностей мы здесь и отметим.

Естественно, что при проведении соответствующих измерений на ориентированных в пространстве спутниках правильная обработка экспериментальных данных потребует лишь использования соответствующих теоретических формул, устанавливающих функциональную зависимость измеряемой величины с положением прибора в системе координат спутника. В случае же, когда спутник вращается относительно орбиты, то избежать эти затруднения возможно, например, путем одновременных измерений одинакового типа на различных расстояниях от его поверхности вдоль одного направления — при шарообразном спутнике вдоль его радиуса. Действительно, закон изменения различных величин от расстояния от центра спутника устанавливает определенную связь между этим расстоянием и параметрами невозмущенной среды. Так, в случае, когда индикаторы расположены вдоль орбиты спутника, возмущенная плотность ионов сзади спутника, на двух расстояниях r_1 и r_2 от его центра, связана соотношением (см. (48))

$$\ln \frac{N_i(r_1, \theta)}{N_i(r_2, \theta)} = \left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2} \right) \frac{r_0^2 V^2}{2} \frac{M}{T}, \quad (60)$$

откуда, если измерено отношение $\frac{N_i(r_1, \theta)}{N_i(r_2, \theta)}$, то можно непосредственно определить отношение M/T и при заданной средней массе ионов температуру среды!

Уже сама по себе такая перспектива заманчива ввиду большой трудности измерений температуры в верхней атмосфере. Однако можно определить в таком опыте непосредственно и массу M . Так из формулы (54) следует, что разность потенциалов на двух расстояниях от поверхности тела вдоль его орбиты

$$\varphi(r_1, \theta) - \varphi(r_2, \theta) = \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right) \frac{V^2}{2e} M \quad (61)$$

прямо пропорциональна M . Наиболее трудно извлечь из таких измерений невозмущенное значение концентрации частиц; для этого требуется обработка экспериментальных данных с помощью сложных теоретических формул, устанавливающих связь между величиной $\frac{N_i(r, \theta)}{N_{i0}}$, расстоянием r и углом θ . Однако и такая задача также разрешима.

В заключение этого раздела отметим следующее. Естественно, что сделанные замечания не претендуют на полноту, а подчеркивают, во-первых, роль лишь некоторых из указанных выше эффектов, которые уже сами по себе значительны, и, во-вторых, необходимость их учета при исследованиях ионосферы и межпланетного газа с помощью спутников. Этими процессами отнюдь не исчерпываются явления, которые могут возникать в этой области. Совокупность их еще более усложняет общую картину. Некоторые явления подобного типа, в частности, рассмотрены также в литературе в ⁴² и отмечены в ⁴³⁻⁴⁴. Однако области, где наибольшим образом выражены одни эффекты и малую роль играют другие, по-видимому, можно будет строго определить при дальнейшем теоретическом и экспериментальном исследовании этих явлений. Это позволит более полно и правильно использовать результаты соответствующих опытов и, в частности, указанные выше соображения.

В. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье рассмотрены различные, главным образом, радиометоды исследования электромагнитных свойств ионосферы и межпланетного газа с помощью искусственных спутников и космических ракет. Специальное внимание уделено вопросу о взаимодействии движущихся тел

с плазмой, роль которого до настоящего времени в должной мере не учитывается. При обсуждении этих вопросов в статье использовано большинство описанных в литературе экспериментальных данных, имеющих к ним непосредственное отношение. Некоторые из этих работ цитируются. Автор не ставил своей целью исчерпать все возможные методы исследований и все вопросы, имеющие отношение к рассматриваемой здесь проблеме. Тем не менее совокупность изложенных вопросов дает основание сделать кратко следующие общие заключения.

В настоящее время уже нет сомнения в том, что различные радиометоды позволяют всесторонне исследовать физический характер многих явлений, происходящих в ионосфере и межпланетном газе, а также получать данные о морфологии ионосферы, ее широтном, высотном и временном измерениях. Это подтверждается результатами различных опытов. Однако в дальнейших исследованиях требуется более тонкая постановка опытов, систематическое накопление экспериментальных данных и более глубокий теоретический их анализ. Нельзя себе представлять ситуацию так, что с помощью спутников и ракет можно получить без серьезных и больших научных усилий какие-либо новые результаты.

Наблюдается известная рутина в выборе соответствующих экспериментальных методов. Эти методы основаны главным образом на привычных лабораторных измерениях в земных условиях. К этому естественно имеются основания, поскольку мало изучен ряд физических процессов, происходящих в плазме, особенно под воздействием движущихся в них тел. Дальнейшее развитие методов исследований ионосферы и межпланетного газа по-видимому, пойдет именно по пути использования явлений, происходящих в «плазменной» лаборатории, окружающей непосредственно спутник и ракету. Изучение этих явлений представляет и общий физический интерес как средство изучения плазмы как таковой, независимо от различных геофизических или космофизических задач.

Представляется необходимым более осторожный анализ результатов исследований, полученных на спутниках с помощью зондов различного типа. При этом следует иметь в виду необходимость внесения поправок, часто весьма значительных, на основе учета влияния различных эффектов, возникающих в возмущенной спутником области плазмы. Дальнейшие исследования подобного типа целесообразно проводить, основываясь на известных или предсказываемых теоретически закономерностях и вытекающих из этого рассмотрения возможностях различных экспериментов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. C. Seddon, J. Geophys. Res. 58, 323 (1953); I. E. Jackson, J. Geophys. Res. 59, 377 (1954).
2. I. C. Seddon and J. E. Jackson, IGY World Data, Center A, Rockets and Satellites, стр. 149, 1958.
3. I. E. Jackson, J. Geophys. Res. 61, 107 (1956).
4. То же, что 2, стр. 140.
5. К. И. Грингауз, ДАН 120, № 6, 1234 (1958).
6. C. Darwin, Proc. Roy. Soc. 182, 152 (1943).
7. В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ. 8, 76 (1944).
8. I. E. Jackson and I. C. Seddon, J. Geophys. Res. 63, 197 (1958).
9. G. Hock and W. Dow, Rocket Exploration of the Upper Atmosphere, Pergamon Press, 1954; J. Geophys. Res. 58 (1953).
10. К. И. Грингауз, М. Х. Зеликман, УФН 63, 239 (1957).
11. М. Л. Лидов, Искусственные спутники земли, № 1, 9 (1958).
12. П. Е. Эльясберг, Искусственные спутники земли, № 1, 21 (1958); № 3, 54 (1959).
13. Я. Л. Альперт, УФН 64, № 1, 3 (1958).

14. K. Weeks, J. Atmos. and Terr. Phys. **12**, № 4, 335 (1958).
 15. F. H. Hibberd, J. Atmos. and Terr. Phys. **12**, № 4, 338 (1958).
 16. G. J. Aitchison and K. Weeks, J. Atmos. and Terr. Phys. **14**, 236 (1959).
 17. I. A. Thomas and F. H. Hibberd, J. Atmos. and Terr. Phys. **13**, 376 (1959).
 18. G. J. Aitchison, I. H. Thomson and K. Weeks, J. Atmos. and Terr. Phys. **14**, 244 (1959).
 19. G. H. Munro and R. B. White, Nature **181**, 104 (1958).
 20. К. Н. Шмеловский, Л. Клинкер, Р. Кmith, Рукопись обсерватории ионосферных исследований, Kühlungsborn, 1959.
 21. E. V. Sorenson, Рукопись, Microwave Laboratory, Danish Academy of Technical Sciences, Copenhagen, 1959.
 22. Я. Л. Альперт, Ф. Ф. Добрякова, Э. Ф. Чудесенко, В. С. Шапиро, УФН **65**, № 2, 161 (1958).
 23. G. S. Kent, J. Atmos. and Terr. Phys. **16**, 10 (1959).
 24. O. B. Slee, Nature **181**, 1610 (1958).
 25. E. Woyk, J. Atmos. and Terr. Phys. **16**, 124 (1959).
 26. H. A. Hess, Nachr. techn. Z. **11**, № 7, 347 (1958).
 27. H. W. Wells, Proc. I.R.E. **№ 3**, 610 (1958).
 28. Я. Л. Альперт, Ф. Ф. Добрякова, З. А. Малинина Е. П. Нестерова. Сб. статей МГТ, Изд-во АН СССР, № 1, 53 (1958).
 29. Л. Ландау, ЖЭТФ **16**, 574 (1946).
 30. А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг, ЖЭТФ **21**, 971 (1951).
 31. Г. В. Гордеев, ЖЭТФ **24**, 524 (1954).
 32. А. В. Гуревич, Тр. ИЗМИР АН СССР, № 1, 1960 (в печати).
 33. I. D. Kraus, Proc. I.R.E. **46**, 611, 612, 1580 (1958).
 34. I. D. Kraus, R. C. Higggy and T. S. Albus, Proc. I.R.E. **46**, 1534 (1958).
 35. C. D. Hendricks, G. W. Swenson, R. A. Shorn, Proc. I.R.E. **46**, 1763 (1958).
 36. I. G. Davies, I. V. Evans a. o., Proc. Roy. Soc. **250**, № 1262, 367 (1959); см. также Proc. Roy. Soc. **248**, № 1252, 24 (1958).
 37. A. Flombard et M. Reyssat, L'onde Electr., № 381, 830 (1958).
 38. C. R. Roberts, P. H. Kirchner, D. W. Brau, Proc. I.R.E. **47**, 1156 (1959).
 39. I. D. Kraus and I. S. Albus, Proc. I.R.E. **46**, 610 (1958).
 40. G. H. Munro, Nature, **183**, № 4674 (1959).
 41. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, Изд-во АН СССР, 1960 (в печати).
 42. Б. А. Миртов, Искусственные спутники, № 2, 17 (1958).
 43. Б. С. Данилин, В. В. Михневич, А. И. Репнев, Е. Г. Швидковский, УФН **63**, 205 (1957).
 44. В. В. Михневич, Б. С. Данилин, А. И. Репнев, В. А. Соколов, Искусственные спутники, № 3, 84, 1959.
 45. И. С. Шкловский, В. Г. Курт, Искусственные спутники, № 3, 66, 1959.
 46. H. E. La Gow, R. Horowitz and T. Ainsworth, то же, что 2, стр. 45.
 47. R. Parthasarathy, G. S. Reid, Proc. I. R. E. **47**, 126 (1959).
 48. F. R. Arams, S. Okwit, Proc. I. R. E. **47**, 991 (1959).
 49. I. Kraus, R. C. Higggy, D. I. Sheer, W. R. Grone, Nature **185**, 520 (1960).
-

