ФИЗИКА ИОНОСФЕРЫ [1])

Г. Р. Мимно, Кэмбридж, Массачузетс, США

E. Природа ускоряющего поля

Хотя элементарная теория, изложенная в разделе D, и связывает некоторое число интересных элементарных фактов, нам все же понадобится более тщательная математическая трактовка явления, чтобы объяснить часто наблюдающийся эффект двойного преломления. В качестве предварительного шага в рассмотрении более совершенной теории мы изучим сперва несколько фундаментальных постулатов, касающихся сил, которыми определяется движение электронов.

Фабри [60] привлек внимание к тому факту, что свободные электроны чрезвычайно сильно рассеивают радиоволны, так как при этих сравнительно низких частотах следует ожидать сложения фаз. В случае же свободных электронов, приводимых в движение световой волной, складываются только интенсивности. Мы должны поэтому ожидать малого результирующего изменения в пучке света, хотя возможно, что удалось бы обнаружить незначительные астрофизические эффекты. Когда мы, однако, пытаемся вычислить рассеяние радиоволн, вызываемое движением электронов, мы немедленно сталкиваемся с серьезным противоречием, касающимся природы ускоряющего поля. В ионосфере кроме свободных электронов имеются в большом числе положительные ионы и нейтральные молекулы. В элементарной трактовке явления, данной выше, и в тех теоретических работах, которые появились первыми, при вычислении движения электронов применялось простое усредненное по пространству электрическое поле, без специального критического исследования вопроса. Когда мы исследуем изменение диэлектрической постоянной в результате присутствия между пластинами конденсатора обычных нейтральных атомов, мы знаем, что эта „силовая трубка“ должна быть исправлена „поляризационным“ членом Лоренца, который учитывает действительное корпускулярное распределение материи. Мы часто представляли себе наглядно отдельный атом или молекулу как объект, заключенный в приблизительно сферическую оболочку, на который действует поле,

[1]) См. Успехи физич. наук 18, 57, 1937.

образованное зарядами, индуцированными на стенках оболочки. Этой физической картиной можно воспользоваться для вычисления „поляризационного“ члена Лоренца, хотя к тому же самому выражению приводят и несколько других математических методов. Полученная этими путями формула была проверена экспериментально на диэлектрических постоянных обычных материалов, причем было получено хорошее количественное согласие.

Впоследствии Хартри [61—63] воспользовался этим лоренцевским поправочным членом в нескольких математических работах по рассеянию волн в стратифицированных средах и отметил то обстоятельство, что этот член был опущен Гольдштейном [64] и другими авторами. Исправленным выражением воспользовался в нескольких работах Эпплтон [65—67]; являющаяся результатом этого „формула Эпплтона—Хартри“ для диэлектрической постоянной двоякопреломляющей среды широко применялась при вычислениях Тейлор [68] и многими другими. Численная поправка велика; она изменяет значение плотности электронов, вычисленное из изменений частоты проникновения волн, на пятьдесят процентов. Сами уравнения будут приведены позднее.

В 1933 г. Тонкс [6,70] подверг сомнению правильность вывода Хартри и высказал убеждение, что поляризационный член может быть опущен, исключая те случаи, где „имеется некоторая детальная расстановка отрицательных зарядов относительно положительных“. Это возражение Тонкса встретило поддержку Нортона [71], который утверждал, что допустимо пользоваться полем, усредненным по пространству, так как электрон движется на расстоянии, которое велико по сравнению с его протяжением, и в течение времени, которое мало по сравнению с периодом волны.

Хотя работы Тонкса и Нортона и содержали сильную теоретическую аргументацию, немедленного согласия относительно достоинств различных точек зрения, которые были выставлены, не создалось. Хартри [72] указал на два неоправданных допущения в аргументации, предложенной Тонксом, и на одно такое допущение в своих собственных прежних выводах. Этот важный насущный вопрос остался нерешенным. В целях самозащиты несколько физиков-экспериментаторов взяли в привычку публиковать по две серии результатов вычислений, предоставляя читателю делать выбор между ними самому.

В 1934 г. Дарвин опубликовал предварительное сообщение [73], указывавшее на то, что лоренцовский член учитывать не следует. В декабре 1934 г. он дал обширное и полное исследование [74] всей проблемы заново, которое, повидимому, решает вопрос окончательно. В своей последней работе Дарвин отмечает, что данная проблема является вполне определенной и ее возможно решить полностью, не прибегая к эксперименту. Главная работа по этому предмету была сделана более пятидесяти лет назад. Здесь является вполне достаточной чисто классическая трактовка, хотя можно пользоваться и методами квантовой механики, не изменяя резуль-

тата. Проблема эта, кажущаяся на первый взгляд простой, исключительно предательская. Так как среднее поле очень мало по сравнению с полями, существующими в отдельных точках среды, то на вычисляемое значение очень сильно влияет незначительное изменение метода, применяемого для оценки среднего. Дарвин сперва рассматривает различные методы, которыми пользовались прежде. Посредством доказательств, „столь же вполне убедительных, как и многие из тех, которые приняты в теоретической физике", возможно подтвердить любую из двух совершенно противоречащих друг другу формул. Хотя повторное исследование этих более старых точек зрения не дает совершенно ясного ответа на вопрос, однако общая совокупность фактов оправдывает опускание лоренцевского члена при вычислении силы, которая действует на электрон в присутствии положительных ионов или нейтральных атомов и молекул. Так как атомы не могут проникать друг в друга, то на отдельный атом действуют только внешние поля других атомов. Это ограничение не распространяется на свободный электрон, и при определении силы следует пользоваться простым средним по пространству.

Дарвин, впрочем, получает более решительную формулировку проблемы с помощью совершенно нового метода, который избегает неприятных неясностей, связанных с более близким анализом внутренних электрических полей в материи, и указывает условия для распознавания веществ, требующих двух типов формулы. Применяя уравнения динамики в форме Гамильтона, можно образовать электрический момент малого объема среды; размер области при этом таков, что запаздыванием волн можно пренебречь. Условия, при которых можно опустить поляризационный член, выполняются в ионосфере и в металлах. При изучении свойств металлов теория находит поддержку в количественных экспериментальных фактах; представляется поэтому, что она дает надежную базу и для точного вычисления свойств ионосферы.

F. Другие силы, действующие на электроны

Обсудив вопрос о природе электрического поля, образуемого падающей волной, мы можем затем рассмотреть несколько дополнительных факторов, которые могут влиять на движение рассеивающих электронов. Сила трения, обязанная столкновениям, и отклоняющая сила, создаваемая магнитным полем Земли, будут трактованы математически в разделе G. Возмущающие силы, возникающие в результате интерференции сигналов, будут описаны в разделе S. Кроме этих эффектов, мы должны исследовать гипотетическую „квазиупругую" или „релаксационную" силу, которая вошла в литературу как результат лабораторных экспериментов, поставленных для изучения свойств ионизированных газов.

В 1913 г. Зальпетер [75,26] развил уравнения для преломления электрических волн в ионизированном газе. Хотя вывод Зальпетера и был аналогичен трактовке вопроса, данной ранее Икклзом [24], но он заключал в себе более детальное рассмотрение трения в

плотность ионизации возрастает, результирующая емкость принимает большое отрицательное значение, а затем внезапно изменяет его на большое положительное значение. Хотя это критическое поведение является исключительно свойством самого электрического контура, эффект поразительно похож на резонансное изменение в свойствах ионизированного газа.

Хотя Эпплтон и считает целиком ложным „квазирезонанс" Гюттона, он, однако, подтверждает некоторые экспериментальные наблюдения, сделанные Тонксом [94], которые указывают на существование второй „резонансной" точки, получаемой при низких значениях силы тока в лампе. Эпплтон, впрочем, считает, что Тонкс и Лэнгмюр не правы, когда описывают этот эффект как „резонанс плазмы". Он предпочитает рассматривать его как „резонанс оболочки", имеющий место на границе плазмы, так как „можно показать, что на электрон, колеблющийся от главного разряда в оболочке, будет действовать восстанавливающая сила, и он будет, таким образом, обладать собственной частотой колебания". Несмотря на то, что резонанс оболочки имеет значение в теории разрядных трубок, им можно, очевидно, пренебречь в ионосфере.

Во Франции концепция „квазиупругих" сил все еще получает сильную поддержку в Национальной лаборатории, радиоэлектричества. Гюттон [95], директор лаборатории, недавно опубликовал интересную работу, суммирующую французские эксперименты; до сих пор, однако, количественные данные Эпплтона им, повидимому, не опровергнуты.

Если мы отбрасываем в результате этого идею „квазирезонанса" в плазме, то мы все же можем еще вести поиски действительных резонансных частот, обязанных внутренним колебаниям больших молекул. В 1934 г. Циглер [96] суммировал теории и измерения диэлектрической постоянной и заключил, что удовлетворительных фактов такого эффекта в ультравысокочастотном радиоспектре, простирающемся от 100 *см* до 10 *см*, не имеется. Однако при длине волны в 1,1 *см* Клитон и Вильямс [97] демонстрировали эффект поглощения, обязанный молекулам аммиака. Исследования этого типа, несомненно, будут развиваться, однако молекулярным резонансом можно пренебречь, поскольку дело касается ионосферы.

G. Уравнения движения электронов

Теоретические исследования, подтвержденные прямыми экспериментальными проверками, указывают на то, что магнитное поле Земли ответственно за явления двойного лучепреломления, с которыми часто встречаются в коммерческой радиопередаче и при исследовании ионосферы. Точность экспериментов достаточна для того, чтобы проверить известные количественные факты, касающиеся изменения интенсивности магнитного поля с широтой, и дать средства для определения изменения ее с высотой в пределах земной атмосферы.

В частных случаях передачи вдоль магнитного поля и передачи перпендикулярно к магнитному полю этот эффект был изучен в 1926 г. Эпплтоном и Барнетом [98] и независимо от них Никольсом и Шелленгом [99]. Ниже 70—80 *км* электроны настолько часто испытывают соударения с газовыми молекулами, что эффект магнитного поля здесь относительно незначителен. Выше этой критической высоты частота соударений ниже, чем вращательная частота около земного поля. Поэтому индукция в направлении поля заметно отличается от индукции под прямым углом к полю, и плоскость поляризации вращается. Эффект Фарадея и эффект Керра зависят от длины волны. Пока исследования ограничивались двумя частными случаями, упомянутыми выше, можно было пользоваться уравнениями, применявшимися ранее Фойхтом [100], Друде [101] и Лоренцом [102] при изучении распространения оптических волн в поле магнита.

Эпплтон [103] и многие другие авторы вскоре расширили уравнения магнитоионного двойного лучепреломления, чтобы охватить ими общий случай распространения волн под произвольным углом к направлению H. Вид окончательных выражений для показателей преломления сильно зависит от выбора направлений координатных осей и от характера сокращений, которыми пользуются для приведения сложных выражений к компактной и удобной форме. Хотя соответствующее изложение уже можно найти в научной литературе нескольких различных стран, важность эффекта оправдывает повторение вывода в общих чертах в настоящем обзоре. Так как при численных вычислениях широко применялась форма уравнений Лоренца, принадлежащая Эпплтону [104], то я приму его обозначение и выбор осей, но исключу лоренцовский поправочный член по основаниям, изложенным в разделе Е. Читатель может также пожелать изучить выводы уравнений, данные в несколько иной форме Ферстерлингом и Лассеном [105], Бэйкером и Грином [106] и Пирсом [107].

Рассматривая распространение плоской волны вдоль оси x и выбирая нашу систему координат так, чтобы отсутствовала компонента земного магнитного поля вдоль оси y, мы обозначим x и z — компоненты этого поля соответственно символами H_L и H_T.

Для уравнений поля Максвелла (выраженных в единицах Лоренца) мы можем написать:

$$\operatorname{rot} H = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial E}{\partial t} + j\right), \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t}, \tag{2}$$

где E и H — электрическая и магнитная напряженности плоской волны; j есть плотность тока конвенции. Мы имеем поэтому:

$$j = \frac{dP}{dt}, \tag{3}$$

где P — есть поляризация в некоторой точке поля,

В развернутой форме уравнения Максвелла принимают вид:

$\partial E_{\ldots}$

Соединяя (20) с (14) и исключая E_y, E_z, P_y и P_z, мы получаем:

$$\gamma_L^2 = \left\{(\alpha + i\beta) - \frac{1}{c^2q^2-1}\right\}\left\{(\alpha + i\beta) - \frac{\gamma_T^2}{1+\alpha+i\beta} - \frac{1}{c^2q^2-1}\right\}, \quad (21)$$

откуда:

$$c^2q^2 = 1 + \frac{2}{2\cdot(\alpha+i\beta) - \frac{\gamma_T^2}{1+\alpha+i\beta} \pm \left[\frac{\gamma_T^4}{(1+\alpha+i\beta)^2} + 4\gamma_L^2\right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (22)$$

Для того чтобы было удобнее анализировать это уравнение, напишем:

$$p_0^2 = 4\pi\frac{Ne^2}{m}, \quad p_L = \frac{eH_L}{mc}, \quad p_T = \frac{eH_T}{mc},$$

где e, H_L и H_T будут выражены теперь в электростатических единицах.

Таким образом

$$\alpha = -\frac{p^2}{p_0^2}, \quad \beta = \frac{pg}{p_0^2 m},$$

$$\gamma_L = \frac{pp_L}{p_0^2}, \quad \gamma_T = \frac{pp_T}{p_0^2}.$$

Делая подстановку, мы получаем:

$$c^2q^2 = \left(\mu - \frac{ick}{p}\right)^2 =$$

$$= 1 - \frac{2p_0^2}{2\left(p^2 - \frac{ipg}{m}\right) - \frac{p^2p_T^2}{p^2 - p_0^2 - \frac{ipg}{m}} \mp \left[\frac{p^4p_T^4}{\left(p^2 - p_0^2 - \frac{ipg}{m}\right)^2} + 4p^2p_L^2\right]^{1/2}}. \quad (23)$$

Вообще, следовательно, лучевая трактовка проблемы показывает, что мы должны ожидать существования двух различных показателей преломления и двух соответствующих типов распространения волн через ионизированную среду. Чтобы найти поляризацию, принадлежащую каждому из этих типов распространения волн, мы можем воспользоваться вспомогательным уравнением

$$\frac{H_y}{H_z} = \frac{i\gamma_L}{\frac{1}{c^2q^2-1} - (\alpha + i\beta)}, \quad (24)$$

получающимся в результате подстановки (10) в (14).

Если бы мы включили лоренцовский поправочный член, то получили бы вместо уравнения (23) следующее:

$$-\frac{2p_0^2}{2\left(p^2+\frac{1}{3}p_0^2-\frac{ipg}{m}\right)-\frac{p^2p_T^2}{p^2-\frac{2}{3}p_0^2-\frac{ipg}{m}}\mp\left[\frac{p^4p_T^4}{\left(p^2-\frac{2}{3}p_0^2-\frac{ipg}{m}\right)^2}+4p^2p_L^2\right]^{1/2}} \tag{23'}$$

Если пренебречь незначительным дополнительным изменением, которое возникает, когда коэфициент трения g выражают через частоту соударений ν, то мы можем заметить, что уравнение (23′) в существенных чертах представляет собой формулу Эпплтона — Хартри, которой широко пользовались при численных вычислениях Тэйлор [108] и многие другие. По основаниям, упомянутым в разделе Е, мы предпочитаем теперь уравнение (23), которое эквивалентно более простой формуле Эпплтона [104].

Уравнения аналогичные тем, которые выведены выше, широко применялись в теории ионосферы и широко же подтверждались экспериментами. Мы рассмотрим их значение в дальнейших деталях в ряде следующих разделов. Было бы, однако, неправильно предположить, что магнито-ионная теория ионосферы получила всеобщее признание или что она представляет собой единственно возможную попытку решить эту проблему. Поэтому прежде чем начать анализ данной теории, я приведу несколько ссылок, представляющих те точки зрения, которые не охватываются предыдущими выводами.

Конкурирующая теория, предложенная Эккерсли[109,110], привлекла к себе значительное внимание. Эккерсли утверждает, что магнитооптические эффекты имеют большое значение только ночью и, может быть, для исключительно длинных волн днем. Он считает, что передача в дневное время определяется прежде всего явлениями поглощения (абсорбции), которые в свою очередь зависят от того, выше или ниже частота радиоволны средней частоты соударений электронов. Несколько ранее Мени [111] сопоставил гипотезу Эккерсли с излагавшейся здесь теорией и дал интересную критику теорий Лассена, Нагаока, Педерсена, Брейта и Чэпмена и экспериментов Пикара.

Вопрос о правильности лучевого метода анализа электрической волны обсуждался многими авторами. Эккерсли[112—114] высказывает желание заменить приближенную трактовку фазового интеграла, которая представляет формальную аналогию с теорией квантов и пользуется методами Бора и Зоммерфельда. Он считает лучевой метод неподходящим для длинных волн. Хартри [63] находит, что условия применимости лучевого метода удовлетворены не полностью, но что поправка, вводимая волновым методом, не имеет значения. Эпштейн[115,116] оправдывает пользование геометрической оптикой, так как здесь нет заметного отражения, если только условия не таковы, какие соответствуют полному отражению. Он считает, что прямолинейный луч можно правильно проследить по

лучевому методу и что этот преломленный луч несет главную часть энергии.

В заключение мы можем еще коротко сослаться на теорию, основывающуюся на представлении о „субэлектронах", предложенную Багчи [117], и на теорию, предполагающую диффузию маленькими облаками электронов, выдвинутую Понтом и Рокаром [118]. Ни одна из этих теорий, повидимому, не привлекла к себе большого внимания в общей литературе.

H. Анализ магнитного двойного преломления

Элементарная теория, изложенная в разделе D, показывает, что мы можем ожидать следующего: радиоволна, направленная вертикально вверх, испытывает полное внутреннее отражение при достижении уровня, на котором плотность электронов как раз достаточна для того, чтобы понизить показатель преломления среды до нуля. Мы вывели там простое соотношение, связывающее показатель преломления с плотностью электронов и с угловой частотой волны.

В разделе G мы предприняли более детальное исследование проблемы, учтя изменения, вносимые земным магнетизмом. В качестве результата этого мы получили для показателя преломления более подробную формулу [уравнение (23)], содержащую, помимо ранее упоминавшихся величин, продольную и тангенциальную компоненты земного магнитного поля. Наше улучшенное уравнение указывает на то, что заданным плотности электронов, частоте волны и направлению распространения соответствуют два различных численных значения комплексного показателя преломления. Мы приходим, таким образом, к заключению, что ионосфера является двоякопреломляющей средой и что мы должны ожидать двух типов распространения радиоволн в ионизированных областях.

Вообще мы находим, что радиоволна, испущенная передающей антенной, в форме одного луча при прохождении через ионизированные слои разделится на обыкновенный и необыкновенный лучи. Эти лучи будут следовать различными путями, будут проникать на различные уровни и возвратятся на землю в разное время. Если обеим волнам случится возвратиться в одну и ту же точку приблизительно в одно и то же время, то они соединяются и дают результирующий сигнал в приемной антенне. При таких условиях результирующая волна часто испытывает быстрое изменение интенсивности и поляризации, являющееся результатом малейших изменений в пути того или другого луча. При других условиях один из этих двух лучей может быть потерян вследствие его поглощения или проникновения за пределы ионизированного слоя или же окажется задержанным настолько, что мы сможем ясно различить его как отдельное эхо, когда он, наконец, возвратится на землю.

Совсем до недавнего времени практически все прямые измерения свойств ионосферы производились с помощью передающей и принимающей станций, расположенных сравнительно недалеко друг от

друга, так что „отражение“ волн слоями ионосферы происходило при нормальном падении волн.

В таких условиях часто производились эксперименты двух главных типов. В экспериментах с „переменной частотой“ изменяется в широком интервале угловая частота испускаемой волны, соответствующая же последовательность эхо, получаемая в точке приема, регистрируется автоматически или отмечается наблюдателем, который следит за экраном катодного осциллографа. Этим путем часто возможно получить две „критические частоты“. Одна из этих „критических частот“ является наивысшей частотой, при которой необыкновенный луч будет „отражаться“ концентрацией электронов, являющейся максимальной в данном слое в течение эксперимента. Другая „критическая частота“ — это наивысшая частота, которая позволит возвратиться на землю при этих же самых условиях обыкновенному лучу. Очевидно каждая из „критических частот“, тщательно измеренная путем прямого эксперимента, имеет значение как раз достаточное для того, чтобы понизить до нуля показатель преломления для соответствующего типа распространения волны в той точке слоя, где плотность электронов наибольшая. Для более высоких частот соответствующие показатели преломления не уменьшаются до нуля ни в одной из точек слоя, и один из лучей или оба составляющих луча проникнут в более высокие слои атмосферы или выйдут в межзвездное пространство. Если мы можем допустить, что анализ явления, данный в разделе G, справедлив, то из наших измерений критической частоты было бы возможно вычислить плотность электронов и интенсивность земного магнитного поля. Так как весь эксперимент занимает лишь очень короткое время, то плотность электронов в течение его остается довольно постоянной.

Эксперименты с „постоянной частотой“ являются, напротив, длительными экспериментами, предназначенными для изучения нормальных и аномальных вариаций плотности электронов. При изучении F-области для передатчика выбирается такая частота, которая нормально не обнаруживала бы при вертикальном падении отражений от этого слоя в течение ранних утренних часов (скажем 3492,5 килоцикла). В течение периода восхода солнца плотность электронов в результате поглощения ультрафиолетовых лучей возрастает. В конце концов плотность электронов становится настолько большой, что понижает до нуля показатель преломления для необыкновенного луча (в только что упомянутом численном примере). Точное время начала прихода этого типа эхо может быть зарегистрировано автоматически. Какими-нибудь 30 мин. позже дальнейшее возрастание плотности электронов внезапно позволяет осуществиться „отражению“ и обыкновенного луча. Подобные явления происходят в обратном порядке, когда плотность электронов медленно убывает в течение поздних вечерних часов. От дня ко дню имеют место, конечно, значительные вариации, однако, пользуясь автоматическими приборами, можно получить статистические данные, достаточные для изучения скоростей возрастания и

убывания ионизации. Непрерывные измерения этого рода также крайне полезны для накопления точных данных о влиянии, какое оказывают на распространение радиоволн магнитные бури, солнечные пятна и другие геофизические явления. Эти два типа экспериментов взаимно дополняют друг друга.

Очевидно, что при интерпретации данных экспериментов того и другого типа нам будет интересно изучить изменение с угловой частотой и с плотностью электронов показателя преломления, и выяснить характер поляризации, соответствующий каждому из двух показателей преломления. Нас будут особенно интересовать те условия, которые оказываются как раз достаточными для того, чтобы показатель преломления был понижен до нуля. Уравнения, выведенные в разделе G, будут поэтому анализироваться именно с последней точки зрения. Такой анализ был дан Гольдштейном [64], Рэтклиффом [119], Тэйлор [108] и другими. Результаты, полученные различными авторами, эквивалентны, если исключить некоторые количественные различия, которые проистекают от сохранения или отбрасывания рассмотренного нами ранее лоренцевского поправочного члена. Трактовка Рэтклиффа особенно удачна в связи с тем, что он уделяет специальное внимание прогрессивным изменениям, которые сопровождают перемены в относительных направлениях волновой нормали и земного магнитного поля. Следующее изложение подсказано его статьей, хотя обозначения здесь несколько изменены и само рассмотрение вопроса по необходимости сильно сокращено.

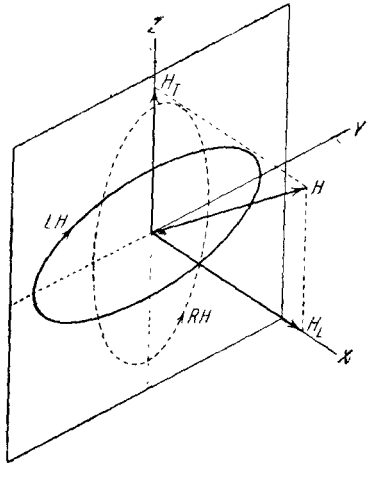

Рис. 7. Поляризация радиоволн (Fig. 1, Wireless Engineer, 10, 355, 1933).

Так как различия в терминологии вызвали некоторые недоразумения [120, 121], касавшиеся истинной поляризации идущих вниз радиоволн, то нам необходимо ознакомиться с направлением осей координат и соглашением относительно знаков с особенным вниманием.

Рассмотрим, как и в разделе G, радиоволну, распространяющуюся в положительном направлении оси x (рис. 7); ее собственное магнитное поле расположено целиком в плоскости yz. Магнитное поле Земли представлено вектором в плоскости xz с продольной компонентой H_L вдоль положительного направления оси x и тангенциальной компонентой H_T вдоль положительного направления оси z. В ионизированной среде волна может быть разложена на две части, представленные двумя эллипсами в плоскости yz. Пунктирный эллипс представляет „право"-поляризованный луч, так как его магнитная компонента H_y достигает своего максимального положительного

значения, опережая на 90° электрическую компоненту H_z. Магнитный вектор этого луча вращается, таким образом, в направлении часовой стрелки, если смотреть в направлении распространения волны. Так как для сплошного эллипса мы получаем обратное, то он представляет „поляризацию влево".

В настоящем разделе мы будем пренебрегать трением в результате соударений и опустим все члены, содержащие коэфициент трения g. С этим упрощением мы можем переписать уравнение (23) в следующей форме:

$$c^2q^2 = \left(\mu - \frac{jck}{\omega}\right)^2 =$$

$$= 1 - \frac{2\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)}{2\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) - \frac{\omega_T^2}{\omega^2} \mp \left[\frac{\omega_T^4}{\omega^4} + \frac{4\omega_L^2}{\omega^2\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2}\right]^{1/2}},$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$$

$$\omega_L = \frac{H_L e}{mc}$$

$$\omega_T = \frac{H_T e}{mc}$$

Мы будем также пользоваться обозначениями $\omega_1 = \frac{He}{mc}$, $Y = \frac{\lambda}{\lambda_1}$, $X = \frac{\omega_0^2}{\omega}$ (заметим, что X и Y являются некоторыми отношениями и не совпадают с пространственными переменными x и y), $\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1}$, θ — ориентация H, измеренная относительно направления распространения волны. В точке, где земное магнитное поле равно приблизительно 0,5 CGSM, численное значение λ_1 составляет около 200 *м*. Соответствующая частота есть резонансная частота, даваемая вращением свободных электронов вокруг магнитных силовых линий. По аналогии с оптическими проблемами здесь естественно ожидать значительных различий в свойствах среды выше и ниже этой критической области. Резонанс выражен, однако, не резко, так как интенсивность магнитного поля сильно изменяется с широтой и так как на практике вследствие трения будет иметь место затухание. Рассмотрим сперва частный случай, когда $\lambda = 100$ *м*, так как это будет иллюстрировать типичные условия, с которыми встречаются при передаче радиоволн высокой частоты. Соответствующие кривые, представляющие зависимость μ^2 от X, были вычислены и построены Рэтклиффом (рис. 8) для трех различных ориентаций направления распространения волны относительно магнитного поля Земли.

Заметим, что абсцисса X прямо пропорциональна плотности ионизации N. Заштрихованные площади охватывают семейство кривых, которые могут быть проведены для любой из промежуточных ориентаций, заключающихся между продольным и поперечным направлениями распространения. Мы можем совершенно произвольно выбрать кривую для 45 градусов в качестве типичного представителя этой группы. Беря в уравнении (23) нижний знак, мы получаем сплошную кривую, проходящую через точку (0,1). Хотя форма этой кривой зависит от интенсивности магнитного поля, мы можем заметить, что H не влияет на положение той точки, где μ^2 обращается в нуль. Следовательно название „обыкновенного луча" приписывается соответственному типу распространения волн. Беря же в уравнении (23) верхний знак, мы получаем кривую для „необыкновенного луча". Эта кривая имеет одну точку в бесконечности и пересекает горизонтальную ось в двух точках: $X = 1 - Y$ и $X = 1 + Y$. Положение этих нулевых точек зависит, очевидно, от значения величины H, но не зависит от ее направления.

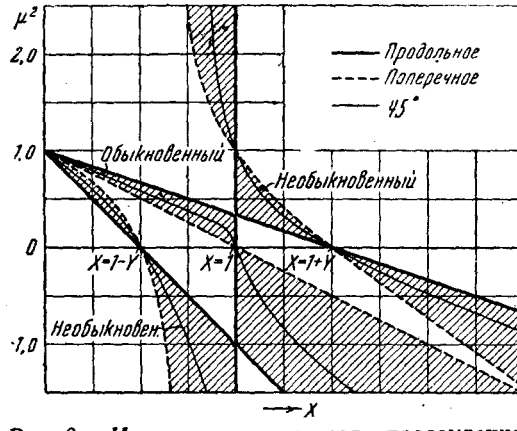

Рис. 8. Изменение показателя преломления с плотностью ионов $\left(Y = \frac{1}{2}\right)$ (Fig. 9, Wireless Engineer, 10, 359, 1933).

Исследуя уравнение (23), можно показать, что обыкновенный луч поляризован влево по кругу $\left(\frac{H_z}{H_y} < 0\right)$ для значений $X < 1$; прямолинейно поляризован для $X = 1$ и поляризован вправо по кругу для $X > 1$. Необыкновенный луч поляризован вправо по кругу для $X < 1$, прямолинейно поляризован для $X = 1$ и поляризован влево по кругу для $X > 1$ (заметим, что эти результаты основываются на допущении, что H имеет положительную компоненту в направлении распространения волн, как это имеет место для волн, идущих вниз, в северном полушарии. В южном полушарии поляризация будет всюду обратная. Обе волны в предельном случае строго поперечного распространения плоско поляризованы под прямым углом друг к другу).

Применим теперь эти результаты к практическим проблемам передачи на коротких радиоволнах и к проблемам экспериментального изучения ионосферы. Радиоволна, направленная вертикально вверх, при достижении ионосферы разделяется на обыкновенную и необыкновенную компоненты. Эти две компоненты продолжают

распространяться вверх через область с возрастающей плотностью электронов. В конце концов они могут достигнуть уровня, где имеется достаточно большая плотность электронов, способная понизить до нуля показатель преломления необыкновенного луча ($X = 1 - Y$). Этот луч испытывает тогда полное внутреннее отражение, обыкновенный же луч должен будет подняться на большую высоту в поисках области с заметно большей плотностью электронов, такой, чтобы было $X = 1$. Если слой выражен резко, то разность путей может быть слишком мала, чтобы ее можно было измерить обычными средствами, и отраженные сигналы будут поэтому тесно накладываться друг на друга. В период восхода солнца и поздним вечером разность в путях, однако, часто больше и два эхо легко различимы. Нередко случается, что необыкновенный луч для длины волны в 86 *м* испытывает при вертикальном падении отражение в течение целой ночи, тогда как никакого следа обыкновенного луча обнаружить нельзя.

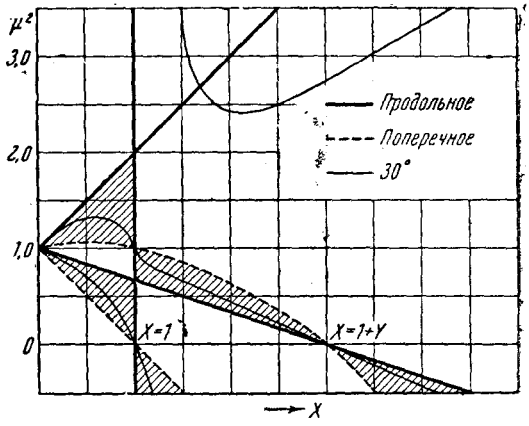

Рис. 9. Изменение показателя преломления с плотностью ионов ($Y = 2$)

(Fig. 10, Wireless Engineer, 10, 360, 1933).

Вторую нулевую точку для необыкновенного луча при $X = 1 + Y$ экспериментально обнаружить, вероятно, нельзя, так как практически вся энергия луча уже бывает потеряна во время отражения при $X = 1 - Y$ и в результате трения соударений. Теоретически даже в случае „полного" внутреннего отражения небольшое количество энергии все же проникает во внешнюю область, но оно становится неощутимым уже на расстоянии порядка длины волны. Итак нулевые точки при $X = 1 - Y$ и при $X = 1$ являются теми точками, которые наиболее прямым путем могут быть связаны с экспериментом.

В случае невертикального падения результаты качественно таковы же. Необыкновенный и обыкновенный лучи поднимаются до различных высот, так как их показатели преломления должны стать малыми, но не должны уменьшатся до нуля. Плотность электронов может быть достаточна для того, чтобы возвратить одну или обе компоненты к Земле в удаленных точках, но недостаточна для того, чтобы дать отражения того и другого луча при малых углах падения. Рассмотрим теперь поведение волн, которые заметно длиннее 200 *м*. Рис. 9 представляет результаты изучения распространения волн длиною 400 *м* ($Y = 2$), проделанного Рэтклиффом. Граничные кривые построены

опять-таки для предельных случаев поперечного и продольного распространений, промежуточная же кривая для случая $\theta = 30°$; заштрихованные площади показывают переходную область.

Очевидно, что обыкновенный и необыкновенный лучи поменялись здесь своими ролями, причем необыкновенный луч дает теперь эхо, которое проходит более длинный путь и отражается от более плотной области. Несмотря на то, что необыкновенный луч, когда он проходит через уровень, где $X = 1$, очевидно, изменяет свою поляризацию на обратную, в нижних слоях земной атмосферы, где его можно изучать экспериментально, он снова поляризован вправо. Обыкновенный луч сохраняет свою левую поляризацию (оба утверждения относятся к волнам, идущим сверху вниз, в северном полушарии).

В заключение мы можем коротко упомянуть о нескольких характерных экспериментах, которые иллюстрируют методы, применяемые при изучении двойного преломления ионосферы. Конструкция типичного поляриметра-приемника для изучения природы идущих вниз волн описана Рэтклиффом и Уайтом[122,123]. Мартин и Грин[124,125] пользовались для определения поляризации идущих вниз волн в южном полушарии измерениями систем трех антенн. Их результаты отличаются от результатов, полученных путем аналогичных измерений в северном полушарии, причем разности между теми и другими правильно предсказываются обычной магнитоионной теорией.

Беркнер и Уэллс[126,127] сравнили критические частоты, измеренные в Вашингтоне, в Колумбии и в Гуанкайо, Перу, и пришли к заключению, что результаты в основном согласуются с известными различиями в интенсивности магнитного поля. Эпплтон[128] и Чэпмен[129] считают, что с помощью ночного измерения критических частот теперь возможно сделать тщательное определение интенсивности магнитного поля в функции широты. Предварительные результаты находятся в согласии с теорией.

Хотя нормально компонентой эхо высокой частоты, обладающей меньшим запаздыванием, является необыкновенный луч, Эпплтон и Билдер[67] нашли, что запаздывание группы в нижнем слое в случае, когда экспериментальная частота немного выше частоты проникновения для нижнего слоя, может вызвать обращение положения. Это обращение вызывается тем фактом, что обыкновенный луч имеет бо́льшую групповую скорость.

Пользуясь исключительно хорошей экспериментальной техникой (осциллограф) Хандель и Пленд́ль[130] произвели подробное исследование искажения радиосигнала (селективная интерференция боковых полос), вызываемое двойным преломлением в ионосфере.

Грин и Билдер[131] объяснили и истолковали наблюдения Холлингсворта, Нэйсмита и Намба над вращением плоскости поляризации длинных радиоволн.

I. Трение в результате соударений

Эффект трения, возникающего в результате соударений, рассматривался в какой-либо степени многими авторами, однако ни одна определенная количественная математическая трактовка явления до

сих пор еще не получила общего признания. Я ограничу поэтому данное рассмотрение коротким качественным обзором со ссылками на некоторые типичные вычисления, которые были предприняты различными группами исследователей — пытаться подойти к этой проблеме можно со многих различных сторон. Так нас может интересовать природа молекулярных или атомных соударений или потери в результате трения, могущие ограничить полезную переходную область, или же селективное поглощение, которое изменяет поляризацию „отраженной" волны.

Хальберт[132,133] опубликовал ряд интересных работ, посвященных вопросу о поглощении радиоволн в верхних слоях атмосферы. Рассматривая соударения электронов и молекул, он выводит простую формулу для затухания волн и считает, что измеренные значения могут дать сведения о плотности электронов и молекул на больших высотах.

Иокояма и Накаи[134] находят, что в случае передачи на длинных волнах наблюдаемое в очень высоких широтах в дневные часы затухание в направлении с востока на запад решительно больше, чем затухание в направлении с севера на юг. Однако согласие между экспериментальными измерениями и различными предложенными в связи с этим теориями ни в коей мере еще не является слишком хорошим.

Крейцер[135] исследует поглощение в диэлектрике цуга волн конечной длины и находит, что константа поглощения зависит от глубины проникновения волн в среду, от частоты и от длины цуга. Поглощение оказывается меньше того, которое дается классической оптикой для частот, близких к резонансной. Теория была проверена экспериментами над этилалкоголем.

Принимая, что количество движения электрона изменяется при каждом соударении и что скорость, достигаемая между соударениями, мала сравнительно со случайной скоростью теплового движения, Чайлдс[136,137] вычисляет теоретически проводимость газа и находит, что эта величина того же порядка, что и величина наблюденной проводимости. Он приходит к заключению, что кинетическая теория газов пригодна для расчетов, связанных с ионосферой.

Пользуясь формулой Эпплтона — Хартри в форме, аналогичной выведенной в разделе G (но с явным применением лоренцевского поляризационного члена и лоренцевской оценки коэфициента трения через частоту соударений), Тэйлор[68] вычисляет кривые дисперсии для четырех радиочастот и четырех значений радиочастоты соударений. Введение члена трения устраняет из дисперсионных кривых, представленных в разделе H, бесконечные особенности, но не влияет на их общую форму и на заключения, из них выведенные. Тем не менее это позволяет получить значительное число дополнительных сведений (аналогичное, но менее полное рассмотрение вопроса давалось ранее и другими авторами). При радиовещательных частотах в северном полушарии необыкновенный луч сильно ослабляется в результате затухания и поглощения. Обыкновенный же луч, несмотря на то, что он глубже, проникает в ионо-

сферу и испытывает бо́льшую задержку, возвращается в конце концов с амплитудой бо́льшей, чем у необыкновенного луча. Мы находим поэтому, что в случае радиовещательных волн, идущих вниз, левая поляризация нормально преобладает. Но если плотность электронов падает ниже критического значения и остается один необыкновенный луч, то поляризация внезапно изменяется на правую. Эти изменения были наблюдены экспериментально Эпплтоном и Билдером[67], Уайтом[138] и другими и, повидимому, эта часть теории трения в результате соударений находится в полном согласии с экспериментом.

С нашей настоящей точки зрения является несколько неблагоприятным то, что в вычислениях Тэйлор учитывался также и лоренцевский поляризационный член. Хотя бо́льшая часть результатов Тэйлор качественно, несомненно, правильна, однако важность предмета, казалось бы, оправдывала повторение количественной стороны работы в согласии с тем пересмотром проблемы, который был произведен Дарвином. Помимо эффектов поляризации Тэйлор обнаруживает при критической частоте соударений переход от квазипоперечного к квазипродольному распространению волн. Рассматривая кроме показателей преломления константы затухания, она заключает также, что нижняя граница нижнего слоя должна быть резкой в оптическом отношении.

На основании наблюдений длинных волн на коротком расстоянии Нейсмит[139, 140] находит, что наиболее интенсивная идущая вниз волна получается в направлении с севера на юг; он полагает поэтому, что для распространения волн в этом направлении на большое расстояние будет требоваться соответственно меньшая энергия. Он находит также, что магнитные бури усиливают поле длинной волны при коротких расстояниях, но ослабляют его при больших расстояниях.

J. Полный анализ с помощью конформного изображения

Бейли[141] и Мартин[142] недавно разработали интересный графический метод получения количественных решений формулы Эпплтона—Хартри (или аналогичных уравнений для комплексного показателя преломления ионосферы), полностью учитывающей как затухание, вызываемое трением в результате соударений, так и эффект земного магнитного поля.

Хотя эта новая попытка решения проблемы и заслуживает специального упоминания в особом разделе этого сообщения, нам, однако, не представляется необходимым давать здесь сколько-нибудь подробное описание относящихся сюда специальных геометрических приемов. Новый способ является непосредственным приложением методов конформного картирования[143] и подробно описан в двух недавних статьях[141,142], которые можно получить практически во всех научных библиотеках. „Две карты, требующиеся для определения соответственно поляризации и показателя преломления, вычерчиваются легко, так как в них встречаются только окружности, эллипсы и параболы“.

Мартин[142] выполнил графический анализ для „пяти типичных длин волн (от 100 до 20 000 *м*), трех частот соударений (10^4, 10^5, 10^6 в 1 сек.) также, чтобы покрыть область, имеющую практическое значение в вопросе о распространении радиоволн и для направлений, составляющих три угла 0, 40 и 90° с магнитным полем. „В общем его результаты подтверждают и дополняют заключения, изложенные в разделе H и I настоящего обзора. Детальный анализ предельных значений поляризации, полученных для низких плотностей электронов, показывает, что результаты Мартина существенно разнятся от результатов Тэйлор[68], хотя в то же время находятся в согласии с заключениями Бэйнера и Грина[106]. Так как Тэйлор и Мартин изучали одно и то же основное уравнение (формула Эпплтона — Хартри с учетом лоренцевского поляризационного члена), то разница обязана, очевидно, незначительному аналитическому расхождению, которое, несомненно, может быть устранено. В связи с тем, что Мартин говорит в подстрочном примечании о спорном характере лоренцевского поляризационного члена, мы можем надеяться, что он вскоре даст рассмотрение изменений количественного характера, которое повлечет за собой отбрасывание этого члена.

K. «Тонкая структура» ионосферы

Делая обзор экспериментальных фактов (раздел C), мы отметили существование двух главных „отражающих“ областей, обычно обозначаемых символами *E* и *F*. Анализируя эффект земного магнитного поля (раздел H) мы пришли к заключению, что в каждой области следует ожидать двух типов распространения волн. Эхо, улавливаемое приемником, обычно усложняется, кроме того, существованием „многократных“ отражений, представляющих собой волны, которые были „отражены“ повторно от одного или нескольких слоев и от Земли (в наших собственных измерениях, когда имелось очень слабое затухание, мы наблюдали до 18 таких повторных отражений).

Помимо этих хорошо известных эффектов многие наблюдатели отмечали, однако, присутствие и таких эхо, которые можно объяснить, лишь предположив, что *F*-слой в дневные часы обычно разделяется на две части и что дополнительные отражения могут иногда даваться малыми концентрациями электронов выше, между или ниже главных областей *E* и *F*. Анализ эхо, оказывается, почти так же сложен, как и анализ спектров, и чтобы описать „тонкую структуру“ какого-либо радиоэхо нужны, очевидно, специальные символы. Так как лучшие измерения были сделаны относительно небольшим числом групп экспериментаторов, то влияние географических различий полностью еще непонято, и литература по „тонкой структуре“ ионосферы все еще несколько противоречива. Дальнейшие затруднения проистекают из различий в терминологии и символике, применяемых в различных странах. Тем не менее указания на несколько экспериментальных работ по стратификации ионосферы могут представить известный интерес. Всюду, где это

окажется возможным, я буду пользоваться символами, принятыми в результате международного соглашения на лондонском конгрессе URSI в 1934 г., хотя в текущей периодической литературе часто пользуются и другими обозначениями.

Еще в 1916 г. Левенштейн[144], рассматривая распространение радиоволн в атмосфере, высказал убеждение, что „Измерения интенсивности света, произведенные при заходе солнца, обнаруживают три отчетливые нарушения непрерывности, когда последние лучи солнца становятся касательными к слоям воздуха на высоте 11, 75, 220 *км*". Мы до сих пор еще не в состоянии выяснить, связаны ли тесным образом или нет отмеченные Левенштейном при 75 и 220 *км* „нарушения непрерывности" с ионизированными *E* и *F* областями, однако дополнительные наблюдения этого характера могли бы оказаться очень ценными.

Пользуясь своими оригинальными экспериментальными методами (изучая естественный „фэдинг" и производя искусственные интерференционные изменения в точке приема путем медленного изменения частоты передатчика), Эпплтон и его сотрудники[145,148] установили существование двух „отражающих" областей и приписали им символы *E* и *F*. Эти буквы были выбраны, повидимому, с целью дать такие обозначения, которые можно было бы позднее распространить на более высокие и более низкие „слои". Эпплтон установил также факты, указывающие на существование поглощающего слоя, расположенного ниже *E*-слоя.

За тот же самый период времени Брейт, Тьюв и Даль[58,149] разработали метод наблюдения импульсов (передача очень короткого радиосигнала и измерение времени опоздания эхо) и получили „высоты" слоев, простирающиеся от 85 до 220 *км*.

В честь многочисленных вкладов Эпплтона в исследование ионосферы другие английские авторы часто называют *F*-слой „слоем Эпплтона", сохраняя название „слоя Кеннели—Хевисайда" за *E*-слоем, который, вероятно, играл большую роль в передаче на длинных волнах, применявшихся в первых трансатлантических экспериментах Маркони. (Кеннели первоначально постулировал существование более чем одного отражающего уровня, между тем как Хэвисайд имел в виду всего один слой.) Вообще, впрочем, выражение „область Кеннели — Хэвисайда" употреблялось как синоним слова „ионосфера", так как употребление собственных имен в качестве названий для отдельных частей ионосферы вызвало бы, кажется, еще большую путаницу.

Уже после того, как существование двух главных слоев было, повидимому, хорошо установлено, Гоубау и Ценнек[150] опубликовали работу, в которой приписывали все отражения одному нижнему слою. Их работа была реферирована на английском языке Хоуи[151], и вскоре же за этим последовали статьи Эккерсли[152], Шефера и Гудола[153], Джиллилэнда, Кенрика и Нортона[154], указывавшие на наличие несомненных экспериментальных свидетельств в пользу существования, по меньшей мере, двух ионизированных слоев.

Рассмотрим теперь некоторые из фактов, касающихся второстепенных слоев, о которых мы упоминали ранее. Чтобы истолковать данные о радиопередаче, полученные в 1927—1928 гг. в Китае, Идс[155] высказал предположение о том, что существует лежащая низко область с малой ионизацией. Он оценил высоту этого слоя в 10 *км*. Недавние эксперименты, сделанные Колуэлом[278], как будто подтверждают существование такого *C*-слоя.

В 1927 и 1928 гг. Эпплтон[147], Хейзинг[156] и Гольдштейн[64] получили указания на существование некоторой поглощающей области несколько ниже *E*-слоя. Эту (отчасти гипотетическую) область теперь называют „слоем озона" или *D*-слоем. Вообще о существовании этого слоя можно заключить из косвенных фактов, хотя Эпплтон[157], Гоубау[158] и некоторые другие авторы сообщают о наблюденных ими слабых отражениях. Оценки высоты этой области простираются от 30 до 65 *км*. Гольдштейн полагает, что она достигает высоты температурной инверсии Линдемана — Добсона. Люжон[159, 160] находит над Францией слой 50 *км*. О дополнительных наблюдениях были сделаны сообщения Бонч-Бруевичем[161] и Силлитоу[162], однако Керби и Джадсон[163] утверждают, что если отсутствие преломления выше 5000 килоциклов летом около полудня обязано поглощению, то поглощения не происходит, главным образом ниже *E*-слоя.

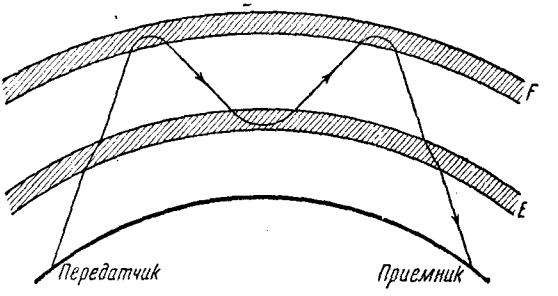

Рис. 10. *M* — отражение.

В 1933 г. Шефер и Гудолл[164] сделали сообщение о „промежуточном слое на высоте 150 *км* и обозначили его временно буквой *M*. Их наблюдения вскоре были подтверждены Эпплтоном[165] и Рэтклиффом и Уайтом[166, 167]. Пользование буквой *M* для обозначения слоя представляется, однако, несколько неудачным, так как оно нарушает установленную алфавитную последовательность и так как эта же самая буква принята в Англии в качестве графического изображения совершенно особого типа пути луча, следующего зигзагом, как это иллюстрирует рис. 10.

Если мое толкование недавней рекомендации URSI правильно, то главный *E*-слой теперь следовало бы обозначать через E_1, а „промежуточный" слой — через E_2.

В *E*-области имеются, однако, дополнительные осложнения. Помимо нормальной дневной ионизации (вызываемой, вероятно, простым ультрафиолетовым поглощением) практически все наблюдатели отмечали частые „аномальные", „спорадические" или „ночные" отражения на той же приблизительно высоте. Чтобы отличать это

случайное, перемежающееся отражение от регулярного дневного эффекта Рэтклифф и Уайт[167] предлагают пользоваться для указания этого спорадического явления строчной буквой *e*. В настоящем обзоре я буду пользоваться для обозначения этого ночного отражения названием „аномальное *E*-отражение".

Критическая частота, которая как раз достаточна для того, чтобы луч проник в E_1-слой, обозначается символом f_{E_1}. Если разрешающая сила экспериментальной установки достаточно велика, то две составляющие критические частоты $f_{E_1}{}^0$ и $f_{E_1}{}^x$ соответствующие обыкновенному и необыкновенному лучам, могут быть разделены. (Магнитоионное расщепление *E*-слоя наблюдалось в наших собственных экспериментах, хотя этот эффект значительно более заметен в *F*-области вследствие меньших градиентов плотности электронов, встречаемой на более высоких уровнях.)

Аналогичные указания на существование субстратификации были получены и для *F*-области. Керби, Беркнер и Стюарт[168] отмечают несколько ниже главного F_2-слоя существование F_1-слоя. Граница между этими слоями становится неотчетливой зимой и в ночные часы, но ее часто можно различить летом в дневные часы. Эпплтон[169] подтверждает это наблюдение. Основываясь на характере, который имеет кривая, изображающая графически зависимость плотности ионов от высоты, он считает, что область F_1 есть нечто похожее на выступ или протуберанц на нижней стороне главной F_2-области. Вполне возможно, что оба типа отражения появляются одновременно. Действительно Гендерсон[170] привлек внимание к случаям аномальных эхо от высоких уровней, которые встречаются тогда, когда *E*-область ионизирована значительно сильнее, чем *F*-область.

Когда экспериментальная частота постепенно увеличивается, F_1-область становится вполне проницаемой, а затем, в конце концов, исчезают также и F_2-отражения. Однако в последнем случае у нас нет вполне отчетливых указаний на внезапное уменьшение групповой скорости, которое определенным образом отмечает частоты проникновения для нижних слоев. Отражения часто исчезают довольно постепенно без заметного увеличения эквивалентной высоты. Кроме того, так как F_2 является, вероятно, наиболее сильно отражающей оболочкой, то мы не можем обнаружить ее проницания путем мощных эхо, получаемых от точек, расположенных за ней. Косвенное подтверждение, которое дают наблюдения зоны скачка, как будто, целиком согласуется с обычным допущением, что ограниченность числа свободных электронов определяет коротковолновый предел для радиопередачи при участии ионосферы и что волны очень высокой частоты выходят поэтому в межзвездное пространство. Некоторые авторы[168, 171], однако, предполагают, что очень короткие волны просто проникают в F_2-область до тех пор, пока не поглотятся целиком. Наши собственные измерения подтверждают гипотезу „полного проникновения", однако вопрос еще не может считаться решенным окончательно.

Эффект магнитоионного двойного преломления можно легко

наблюдать в F-области. Следовательно символы F_1^0, F_1^x, F_2^0, F_2^x нужны для описания полной серии отражений первого порядка. Результаты находятся в полном согласии с магнитоионной теорией двойного преломления, изложенной в разделе H и I. При измерении применялось несколько типов поляриметров. Некоторые статистические результаты будут приведены в разделе O.

Хотя никаких сильных и постоянных отражений от точек, удаленных больше чем область F_2, обычно не наблюдалось, имеются все же многие указания на существование слабых или перемежающихся, или диффузных, или случайных радиоэхо. В самых ранних наших измерениях, сделанных с простыми механическими осциллографами, сильные радиоэхо часто получались от точек, удаленных более чем на 1500 *км*, однако эти эхо обычно исчезали в течение долей сек. Аналогичные эффекты легко показать, проектируя принимаемое эхо на экран катодного осциллографа. Тэйлор и Юнг[172, 173] и Куэк и Мегель[174, 175] отмечали аномальные эхо в точках, лежащих в пределах нормальной „зоны скачка"; эти эхо обязаны, вероятно, явлениям рассеяния, о которых говорится далее в разделе R. Работая в условиях максимальной чувствительности с нашими собственными непрерывно и автоматически регистрирующими аппаратами[176, 178], мы обнаружили два типа крайне слабых, но систематических отражений[179], приходящих из точек, удаленных на расстояние 600—1800 *км* от передатчика. Эти эхо иногда остаются в течение нескольких часов сравнительно постоянными по своей силе и положению. Направление, по которым приходят такие эхо, до сих пор еще неизвестно.

Холлингворт[180, 181] находит косвенные свидетельства в пользу того, что 30-метровые волны иногда задерживаются между областями E и F и распространяются на большие расстояния именно этим путем. Аналогичные идеи были высказаны Янко[182].

Чтобы установить соотношение между „кажущейся высотой" и „истинной высотой" в F-области, нам понадобятся, вероятно, более совершенные одновременные измерения, использующие различные пути лучей. Соображения относительно „истинной высоты" были высказаны Шелленгом[183], Кенриком и Иеном[184], Ранци[185] и многими другими.

В 1927 г. Гальс наблюдал сильные эхо, которые отражались, повидимому, от областей, лежащих далеко за пределами земной атмосферы, так как возвращающийся сигнал можно было распознать на слух, а соответственное время его опаздывания измерить с помощью обычного секундомера. Наблюдения Гальса были повторены и подтверждены Штермером[186—189] и Ван-дер-Полем[190]. Штермер считает, что эти отражения обязаны удаленным облакам движущихся электронов, которые благодаря их движению в присутствии земного магнитного поля образуют сходящееся зеркало тороидальной формы. Ван-дер-Поль заявляет, что громадное время опоздания сигнала (30 сек. и больше) является просто результатом ненормально низкой групповой скорости и полагает, что отраже-

ние имеет место в ионосфере. Педерсен[191] оспаривает это мнение, указывая, что ненормально низкие групповые скорости сопровождались бы исключительно сильным затуханием. Несмотря на то, что первоначальные наблюдения представляются заслуживающими доверия, недавние попытки воспроизвести эхо этого типа успеха не имели. Эти эхо, вероятно, можно слышать лишь в течение особенно благоприятной части цикла изменения солнечных пятен.

L. Почему существует стратификация?

Зная природу и интенсивность солнечной радиации и зная состав, коэфициенты поглощения и движение земной атмосферы, казалось бы можно дать полное истолкование стратификации, наблюдаемой в атмосфере. К сожалению, существующие таблицы значений атмосферного давления, температуры, плотности и состава атмосферы для высот значительно выше 30 *км* являются, как указал недавно Чэпмен[192, 193], в значительной мере спекулятивными. Самое лучшее — они только иллюстрируют заключения, которые выводятся из различных гипотез.

Обширные новые количественные данные, полученные из измерений ионосферы, должны поэтому сыграть важную роль в расширении наших знаний об атмосфере и о падающей радиации. Существуют ли на больших высотах в атмосфере ветры? Какова степень диссоциации составных частей атмосферы? Преобладает ли на больших высотах водород или он там совершенно отсутствует? Как далеко переносится ветрами озон? Полный анализ таких вопросов распространился бы на всю область метеорологии. В настоящем объеме невозможно поэтому сделать больше, чем назвать ограниченное число ссылок, которыми можно воспользоваться в качестве отправных точек при исследовании теоретических основ стратификации ионосферы. Текущая литература во многом противоречива, хотя часто и полезна для вопросов постановки новых экспериментов.

Чэпмен[194] дал теоретический анализ проблемы, который охватывает:

1. Поглощение ионизирующего излучения (радиации).
2. Поглощение неионизирующего излучения, подобного тому, которое приводит к образованию озона.
3. Трактовку диссоциирующего излучения, где продукты диссоциации рекомбинируют согласно простому закону:

$$\frac{dn}{dt} = I - \alpha n^2.$$

Чэпмен получает выражения для плотности продуктов диссоциации в функции высоты, времени дня, широты и сезона (времени года). Эпплтон[195] находит, что измеренные значения плотности ионизации обнаруживают суточные изменения, похожие на те, которые получил Чэпмен при изучении ионизации, вызываемой монохроматическим излучением.

В теоретическом обзоре Хальберт [196, 197] сравнивает радиоопределения плотности электронов со значениями, полученными из магнитных теорий и другими доступными путями. Он обсуждает также смысл измеренных значений скорости „рекомбинации" в областях E и F, утверждая, что ионная рекомбинация имеет место в E-области. Хальберт полагает, что уменьшение плотности свободных электронов в F-области может быть объяснено присоединением электронов к молекулам кислорода. Он считает, что F_2-область обязана своим существованием ионным ветрам, текущим наружу от нагретых областей, расположенных вблизи земного экватора.

Эпплтон, однако, заявляет, что Хальберт смешал главную область F_2, которая была открыта в 1926 г., с дополнительным слоем F_1, который был открыт в 1933 г. Он утверждает далее, что Хальберт неправ, считая, что E-область состоит, главным образом, из ионов молекулярной массы. Чэпмен [199] находит, что истинная рекомбинация имеет большее значение, чем присоединение электронов к нейтральным частицам (как в F-области, так и в области E). Эккерсли [200] приводит также и числовые данные, подтверждающие эту точку зрения.

Лассен [201] утверждает, что эффект свободных электронов незначителен в сравнении с эффектом ионов водорода, между тем как Конрой [202] не находит водорода ни на одной высоте. Он сопоставляет при этом данные, полученные из наблюдений над метеорами, спектрами полярных сияний и преломлением звуковых волн в стратосфере. Диссоциация кислорода была подробно рассмотрена Крючковым [203]. Нагаока [204] полагает, что возникновение верхнего слоя обязано ионизации гелия.

Кроме того некоторые различия между передачей с востока на запад и передачей с запада на восток Нагаока приписывает асимметрии слоя. Этот вопрос исследовался также Накаи [205]. Намба [206—209] дает общую теорию развития ионосферы и делает попытку вычислить влияние высоты солнца на свойства слоя. Различные гипотезы о природе падающего излучения были разобраны Чэпменом [210] в его обширной теоретической работе, посвященной магнитным бурям. Илиас [211] предполагает существование постоянной ионизации, производимой корпускулярным излучением солнца, плюс временная дневная ионизация, обязанная волновому излучению солнца. Суэнн [212] отмечает, что электрический заряд Земли (как показывают измерения до высоты в 10 *км*) уменьшился бы на 90% в течение десяти минут, если бы он не пополнялся каким-то неизвестным путем. Он постулирует возможную медленную смерть положительного заряда Земли и обсуждает трудности, связанные с гипотезой потока электронов, посылаемых солнцем. Суэнн предлагает новую схему электродинамики. Различные другие авторы полагают, однако, что электрический заряд Земли поддерживается в равновесии постоянной грозовой деятельностью на больших статически активных площадях земной поверхности.

М. Приливные эффекты в ионосфере

Производя измерения силы сигнала, посылавшегося удаленными радиостанциями, некоторые наблюдатели получили косвенные свидетельства, говорящие о существовании лунного приливного эффекта в ионосфере. Стетсон [213, 214] недавно дал обзор нескольких экспериментов и описал свои собственные наблюдения. Интенсивность сигнала, повидимому, уменьшается, когда луна проходит через меридиан наблюдателя. Причина приливного эффекта и природа возникающего в ионосфере возмущения остаются еще несколько неясными. Обычный гравитационный прилив в атмосфере очень мал.

Используя экспериментальные данные Джиллилэнда [215], Врилэнд [216] находит указания на уменьшение высоты слоя во время полнолуния. Наблюдения высоты слоя еще не представляются достаточно обширными, чтобы позволить нам сделать выбор между лунным циклом и периодом вращения солнечных пятен с сопровождающими его изменениями магнитного характера. Брекель [217] высказывает предположение, что заключения Стетсона приложимы только к относительно длинным волнам, и считает, что эффект претерпевает обращение в области 3500—4000 *кц* радиоспектра. Различные дополнительные наблюдения были произведены Пикаром [218], Штойе [219], Вэнсеном [220] и Шэннолом [221], однако общего согласия еще не достигнуто, и, очевидно, необходимы прямые измерения высоты слоя, охватывающие большой период времени.

Стетсон [214] изучал также некоторые систематические расхождения между радиосигналами времени, передаваемыми с Гриничской обсерватории, и сигналами времени, передаваемыми с Морской обсерватории в Вашингтоне. Он находит, что эти расхождения зависят от часового угла луны и достигают значений 0,03 сек. Предварительно можно предположить, что это изменение обязано приливной деформации земной коры, которая может изменить расстояние между двумя обсерваториями до ± 32 футов. Эта деформация несколько неожиданно велика. Из тех же самых численных данных он вычисляет время передачи радиосигнала через Атлантический океан и находит, что оно равно приблизительно 0,04 сек. Это время передачи также обнаруживает систематические вариации порядка 0,01 сек., которые предположительно можно приписать приливным эффектам в ионосфере. Хотя возможная корреляция между расхождениями сигналов времени и лунным часовым углом и представляет несомненный интерес, но я чувствую, что данный численный анализ несколько ослабляется основным допущением, согласно которому „радиоволна проходит тот и другой путь через Атлантический океан в равный промежуток времени". Так как результаты предполагают, что эффективная скорость сигнала для основного уровня меньше половины скорости света, то, очевидно, что свойства передающей среды должны быть здесь тщательно учтены, и возможно, что асимметрия запад — восток, восток — запад, о которой было упомянуто, может привести к тому, что основное допущение окажется неверным. Кроме того пути приме-

няемых лучей, вероятно, зависят частично от соответствующих характеристик передающей и принимающей антенн. В связи с тем, что время передачи, повидимому, того же порядка, что и наблюденные расхождения, представляется несколько рискованным трактовать условие симметрии как самоочевидный факт.

N. Солнечные пятна, магнитные индексы и полярные сияния

Существование тесной связи между солнечными пятнами, магнитными возмущениями, полярными сияниями и радиоприемом общепризнано, хотя детали механизма, связывающего эти явления, поняты еще мало. Техническая литература, охватывающая эту фазу радиопередачи, особенно обширна.

Большое количество данных об интенсивности поля удаленных радиостанций было собрано Остином [222, 223], Пикаром [224—227] и многими другими. Если проследить эти данные по годам, месяцам или неделям, то связь радиоприема с числом солнечных пятен Вольфера представляется несомненной. Вообще передача становится хуже, когда число солнечных пятен увеличивается, однако величина и даже направление изменения зависят до некоторой степени от применяемых длин волн. Плендл [228] и Мегель [229] находят, что в коротковолновой передаче между определенными географическими пунктами оптимальная длина волны в результате уменьшения средней плотности ионизации может быть увеличена даже на 30%, что, повидимому, имеет место во время минимума солнечных пятен. Остин [230], Иокояма и Накаи [231] находят более тесную связь с солнцем для коротких, чем для длинных волн, хотя Эббот [232] полагает, что семь периодичностей в значениях солнечной постоянной сказываются также и в данных о распространении длинных волн.

Однако хорошей повседневной связи интенсивности радиополя с прохождением определенных групп солнечных пятен через центральную часть Солнца не обнаруживается, хотя в то же время радиоданные следуют за суточными изменениями магнитного поля Земли. Вполне возможно, что солнечные пятна являются не прямой причиной возмущений, имеющих место на Земле, но просто лишь симптомом глубже лежащих солнечных пертурбаций. Если корпускулярное излучение вызывает изменения ионизации, то возможно также, что эти лучи после испускания их солнцем не следуют простыми радиальными путями.

Обзоры более ранних экспериментов, посвященных изучению связи радиопередачи с солнечными пятнами, были даны Мени [233] и Стетсоном [234]. Недавние наблюдения над трансатлантическими сигналами были опубликованы Джадсоном [235]. Ганн [236] и Лармор [237] рассматривали магнитные поля солнечных пятен, между тем как Довийе [238] исследовал вопрос о возможности деформации ионосферы под давлением солнечного излучения.

Измерения интенсивности радиополя, несмотря на то, что их легко выполнить с минимумом аппаратуры, не дают прямых указаний относительно плотности ионизации в различных точках ионосферы.

Завися от длин волн, применяемых при исследованиях, и от географического положения передатчика и приемника, одни сигналы при этом становятся сильнее, другие слабее, так как магнитные условия и числа солнечных пятен изменяются.

В последние годы мы начали поэтому производить непрерывную ежедневную регистрацию действительных отражений, получаемых от различных уровней ионосферы. Подобный эксперимент требует весьма совершенной автоматической аппаратуры, но зато дает непосредственные сведения о плотностях ионизации. Мы уже получили достаточно большое число записей отражений, позволяющих осу-

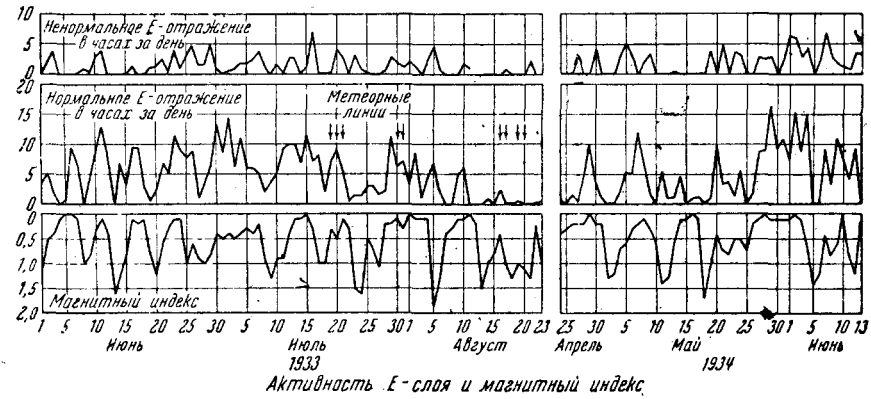

Рис. 11.

ществить их предварительное сравнение с имеющимися налицо магнитными данными. 86-метровый сигнал, посланный вертикально вверх, обычно проникает через E-слой, не давая отражения, но иногда ионизация в этой области превосходит критическое значение, и тогда соответствующее эхо регистрируется фотографически. В те дни, когда средняя ионизация E области высока, мы можем рассчитывать записать такие эхо в течение относительно большой доли 24-часового периода.

На рис. 11 мы представили графически общую продолжительность этих E-отражений в часах в день. Строя эти кривые, мы произвольно приняли E-отражения для 86 *м* за „аномальные", когда они начинаются между 9 часами после полудня и моментом восхода солнца. Очевидно, причиной этих „аномальных" отражений не является простая равномерная ионизация, возникающая при поглощении ультрафиолетового света. Все остальные E-отражения описываются как „нормальные". Кривая „нормального" отражения обнаруживает решительное согласие с магнитным индексом (значения которого были отложены вниз, так как корреляция здесь обратная). Численное значение коэфициента корреляции равно 37. Большие значения магнитного индекса указывают на дни, характеризующиеся сильными колебаниями земного магнитного поля. Эти

индексы представляют собой средние значения, полученные из данных 48 магнитных обсерваторий ван-Дийком. Они опубликованы в „Caractère Magnétique des Jours“ и в „Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity“. „Аномальные ночные отражения не обнаруживают такой резко выраженной корреляции с магнитными условиями (численное значение коэфициента корреляции здесь равно 15).

Вообще представляется, что в тех случаях, когда магнитные условия возмущены, вероятность дневных E-отражений понижается.

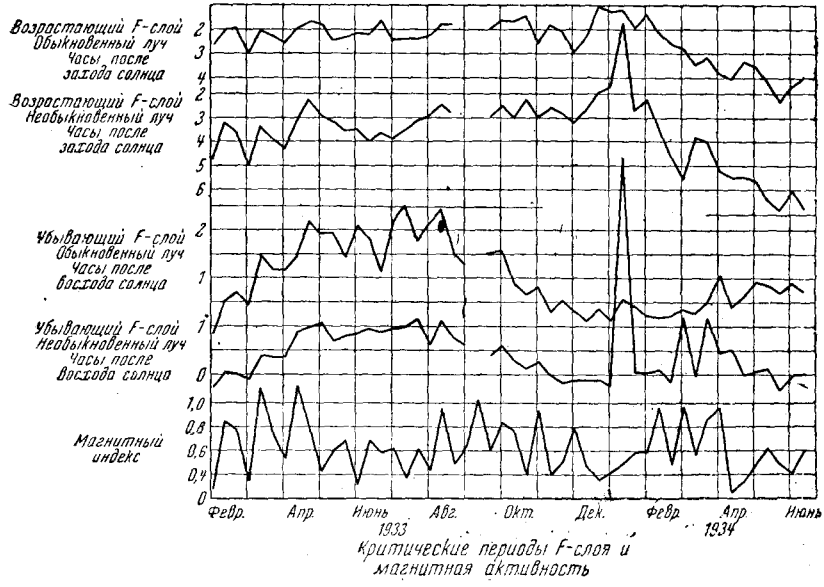

Рис. 12.

Это указывает на уменьшение при таких условиях средней ионизации или на увеличение поглощения. Первая гипотеза находит сильную поддержку в наблюдениях над E_1-слоем, представленных на рис. 12.

Когда средняя ионизация низка, мы должны ожидать, что утренний солнечный свет будет действовать на F-область в течение сравнительно долгого времени, прежде чем создаст плотность ионов, достаточно большую, чтобы отразить при нормальном падении 86-метровые волны. Начало отражений в течение периода восхода солнца должно поэтому задерживаться. При аналогичных условиях постепенное уменьшение ионизации после захода солнца должно прервать отражения от F_1-слоя в сравнительно ранний час вечера. „Критические моменты времени“, когда начинаются и прекращаются F_1-отражения, обычно можно точно определить для необыкновенного и обыкновенного лучей. В эти критические периоды быстрые изменения групповой скорости вызывают соответственные изменения

наблюдаемой эквивалентной высоты отражающей поверхности, и поэтому удобно говорить о „поднимающемся“ F_1-слое в вечерние часы и об „опускающемся“ F_1-слое во время восхода солнца. Критические моменты времени соответствуют достижению определенных критических плотностей в ионизированной области.

При методе графического изображения, принятом на рис. 12, все четыре верхние кривые должны подниматься всякий раз, когда средняя ионизация низка. Очевидно это случается тогда, когда магнитное состояние возмущено. Чтобы показать общую тенденцию, мы изобразили графически данные для ионосферы и значения магнитного индекса, приняв за основу средние для каждых десяти дней. Аналогичные корреляции можно получить, изображая графические данные непосредственно и для отдельных дней, однако чрезмерная детальность графика повлекла бы за собой некоторую неясность, если только не растянуть значительно горизонтальную ось графика. Из рис. 11 и рис. 12 мы получаем два отдельных статистических указания на уменьшение средней атмосферной ионизации в дни, когда имеют место магнитные вариации. Это выдвигает интересные теоретические проблемы. Очевидно, мы не можем принять наивную идею о больших облаках электронов, бурно выбрасываемых из солнца во время извержения солнечных пятен, — облаках электронов, которые могут вызывать северные сияния, магнитные вариации и немедленное возрастание атмосферной ионизации. Кроме того этот детальный анализ изменений от дня ко дню должен быть в конце концов согласован с надежными отдельными наблюдениями [169, 239], которые показывают, что средняя годичная ионизация является наибольшей при максимуме цикла солнечных пятен. Чтобы получить путем эксперимента дальнейшие сведения, представляется желательным продолжать регистрацию радиоэхо в течение длительного периода времени. В нашем распоряжении в настоящее время имеются результаты автоматической записи, охватывающие около 10 000 часов, но это покрывает лишь ограниченную долю солнечного цикла.

У экспериментаторов, повидимому, существует единство взглядов относительно влияния полярных сияний на радиопередачу в северных широтах. Аналогичные в основном сообщения на эту тему были опубликованы Вагнером [240], Гельброннером [241], Оджильви [242], Саттоном [243] и многими другими. Заметное уменьшение силы сигнала происходит одновременно с началом видимого вблизи полярного сияния. Это влияние особенно заметно в случае передачи на коротких волнах и часто оказывается настолько серьезным, что полностью прекращает сигналы. Эхо исчезают таким путем, который наводит на мысль о полном поглощении. В более удаленных точках имеет место менее сильный эффект, в общем той же самой природы, хотя имеются некоторые указания на существование заметного отставания во времени между полярным сиянием и происходящим ослаблением сигналов. Видимое полярное сияние сопровождается одновременными сильными колебаниями магнитного поля Земли. Дюлл [244] утверждает, что этому предшествуют быстрые изменения в направлении прихода и в интенсивности сигналов.

Довийе[245, 246] разделяет явления полярных сияний на две отчетливые фазы. Он утверждает, что за первоначальным космическим эффектом, который часто длится очень короткое время, следует относительно медленное развитие фосфоресценции, обязанное возбуждению ионизации и образованию озона. Он наблюдает светящиеся облака ионов в быстром движении приблизительно на высоте в 200 *км* и полагает, что существование этого ионного „ветра" обязано большим электромагнитным силам. Встречаются „скорости ветра" порядка десятков километров в секунду.

Природа основного космического эффекта остается еще несколько неясной, хотя Штермер[247, 248] показал, что наблюдаемые картины полярных сияний („драпри") можно естественно объяснить, рассматривая семейство траекторий приходящих к Земле электронов.

Брюхе[249–251] воспроизвел некоторые из явлений северных сияний путем демонстрации гипотезы электронных лучей Штермера на небольшой модели Земли. Его экспериментальная техника особенно интересна. Досталь[252] вычислил на основании теории полярных сияний Штермера и связанной с этим теории длительного запаздывания эхо плотность пространственного электрического заряда в падающем электронном луче; он утверждает, что этот заряд недостаточен для того, чтобы вызвать прямое отражение 30-метровых радиоволн.

Вегард[253] недавно сделал обзор обширных исследований спектра полярных сияний. Он приходит к заключению, что электрические лучи, вызывающие полярное сияние, можно, повидимому, рассматривать как смесь электронов и обычного вещества, которое существует, главным образом, в форме положительных ионов, осаждающихся в направлении к Земле из солнечной короны. Было высказано также предположение, что[254] вещество короны в значительной степени состоит из кислорода. Если средний заряд пучка лучей отрицательный и численно мал, то „мы можем объяснить большое угловое расстояние между зоной полярного сияния и точкой магнитной оси".

Лармор[255] также высказал соображения о причине полярных сияний и об их влиянии на земную ионизацию. Он замечает, что „тот факт, что весьма малая плотность ионов совершенно нарушает оптическую упругость пространства для длинных волн, указывает на причину, предохраняющую ионизированные газовые облака астрономических размеров, например внутри звезд, от быстрого общего распадения или рассеяния".

О. Магнитные бури и метеорные ливни

Большая часть обычных вариаций магнитного индекса имеет характер и продолжительность малых длительных колебаний магнитного поля Земли. Иногда, однако, Земля испытывает внезапное возмущение такой большой интенсивности, что оно заслуживает названия „магнитной бури". В исключительных случаях магнитные бури полностью прерывают как проволочную связь, так и радиосвязь. К счастью эти интенсивные возмущения кратковременны.

Относительно магнитных бурь (из восьми последовательных случаев[256]) известно, что они повторяются приблизительно через интервалы в 27 дней. Обычно думают, что это связано с вращением Солнца; однако утверждать с уверенностью, что буря связана с определенным видимым солнечным пятном или с какой-либо другой видимой формой солнечной аномалии все же еще нельзя. В отдельных случаях магнитные бури исключительной силы действительно сопровождались определенными группами солнечных пятен необычного размера. Скеллет[257] приводит предварительные косвенные статистические свидетельства в пользу того, что „наличие некоторой площади, активность которой можно наблюдать с помощью спектро-гелиоскопа есть необходимое, хотя и недостаточное условие для радиовозмущений". Имеются также вероятные указания на отставание (порядка одного дня) между прохождением активного участка поверхности Солнца и появлением сопутствующих земных эффектов. Здесь необходимы более полные данные относительно действия Солнца.

Деллинджер[258] недавно описал „космическое явление", которое вызвало в четырех случаях в 1935 г. кратковременные перерывы дальне-коротковолновой связи. Такие перерывы связи наблюдались на всей освещенной половине земного шара и были отделены друг от друга приблизительно 54 днями (удвоенный период вращения центральной зоны Солнца). Мы имели счастливую возможность получить записи[259] истинной высоты слоя в течение крайне турбулентных периодов, сопровождавших три последовательные малые магнитные бури. Представляется вполне определенным[260], что такая турбулентность была бы достаточна для того, чтобы дать эффект, описанный Деллинджером. Если только кажущийся удвоенный период в 54 дня впоследствии не подтвердится, то представляется предпочтительным допустить, что короткие промежуточные возмущения в точках, отвечающих периоду в 27 дней, могли ускользнуть от наблюдения. Это, как будто, легко могло бы случиться, если бы наиболее активные или наиболее восприимчивые радиоканалы в критический момент находились на неосвещенной стороне Земли.

Многие наблюдатели сообщали об указаниях на изменения ионизации, связанные с метеорными ливнями. Имеющиеся статистические данные, однако, еще не имеют достаточно решающего характера, и некоторые из результатов отдельных экспериментов могут быть приписаны случаю. Некоторые астрономы полагают, что энергия наиболее тяжелых из известных метеорных ливней недостаточна для того, чтобы дать наблюдаемое изменение ионизации, если только мы не допустим, что видимые метеоры сопровождаются очень большими количествами метеоритной пыли. На рис. 11 мы указали время появления некоторых периодических метеорных ливней, однако в наших данных никакой явной корреляции не наблюдается.

Предположительные корреляции с записями коммерческой передачи были сообщены Нагаока[261], Куэком[262] и Пикаром[263]. Скел-

лет[264, 265] находит понижение высоты *E*-слоя и для поддержки своей точки зрения дает вычисления ионизации. Минохара и Ито[266] утверждают, что метеоры сильно увеличивают число радиоэхо. Шефер и Гудолл[267] несколько осторожнее, но и они находят некоторые основания полагать, что метеоры вызывают заметное увеличение ионизации. Интересные теоретические работы были опубликованы Линдеманом[268], Марисом[269], Маскаром[270], Мильманом[271] и Мальцером[272].

Визуальное наблюдение движения следов метеоров указало на существование на больших высотах в верхних слоях атмосферы ветров. Эта фаза предмета была рассмотрена Хальбертом[273].

Р. Грозы и барометрические эффекты

Большая часть изменений метеорологического характера, которыми определяется ежедневная погода, происходит в пределах нижних 10 *км* земной атмосферы. Наблюдаемая в этой области ионизация даже и при совершенно исключительных условиях относительно мала, и здесь нельзя поэтому ожидать заметного поглощения или ионной рефракции радиоволн. Тем не менее имеется значительное количество надежных фактов, указывающих на то, что погода, наблюдаемая на поверхности Земли, каким-то образом связана с распространением радиоволн.

В „квазиоптической“ области, ниже 10 *м*, при соответствующем распределении градиента температуры и градиента влажности часто наблюдаются обычные оптические миражи. Как уже упоминалось в разделе С, удаленные передающие станции, расположенные одним или двумя градусами ниже нашего оптического горизонта, иногда принимались в Кэмбридже с феноменальной силой. Путь передачи ограничивался, вероятно, тропосферой, и незначительная атмосферная рефракция не зависела от существования ионизации.

В областях длин волн выше 10 *м* общее согласие в отношении объяснения наблюдавшихся эффектов, однако, еще не достигнуто. Бюро[274] полагает, что „главную роль здесь играют ионизированные слои верхней области атмосферы; однако при некоторых условиях незначительное изменение может решить в пользу одного из двух возможных и различных путей вдоль этих слоев. Это изменение может быть результатом явлений, происходящих в тропосфере, которые сделались бы тогда арбитрами распространения волн и решали бы судьбу волны“. Хотя эта точка зрения и могла бы объяснить изменения интенсивности сигналов, иногда замечаемые в море после пересечения границ воздушных масс, но она едва ли могла что-либо сделать с многочисленными сообщениями о действительных изменениях высоты *E*-слоя и плотности электронов, которые сопровождают барометрические изменения. Ранци[275] находит большое увеличение ионизации *E*-слоя после захода солнца, когда в месте наблюдения или на севере от него происходит понижение давления. Рэтклифф[276] согласен с наблюдениями Ранци и утверждает, что на *E*-слой может действовать большое дождевое

облако. Мартин[277] сообщает о тесной связи между плотностью ионизации E-слоя и атмосферным давлением у поверхности Земли от 12 до 36 часов позже. Колуэлл[278] заявляет о точности от 85 до 90% предсказаний погоды, основывающихся на данных о приеме широковещательных станций. Фукс[279] находит, что изменения силы сигнала зависят от атмосферного давления вдоль пути передачи.

Грозы дают эффект, который заметен как будто еще сильнее. На рис. 13 мы изобразили условия отражения до, во время и после местных гроз, которые происходили в Кэмбридже в точке передачи и приема. Кривая „высоты F-слоя" есть среднее, полученное из записей 22 гроз. В течение этого периода имели место еще десять

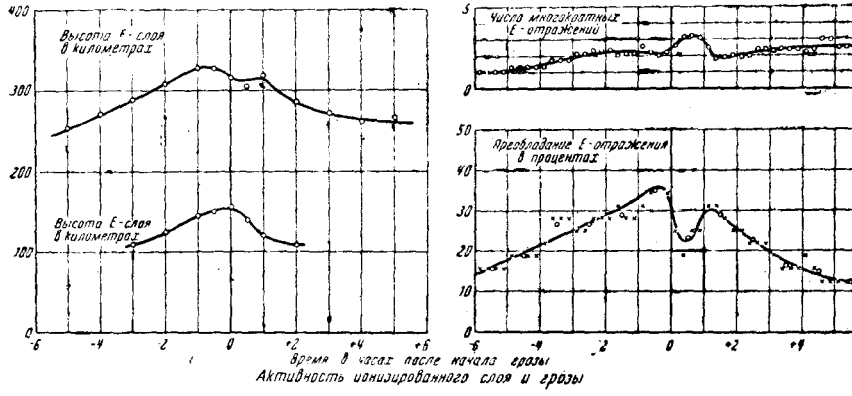

Рис. 13.

гроз, которые при образовании среднего были, однако, опущены либо вследствие недостаточности данных, либо вследствие того, что они происходили в такое время, когда F-слой был сильно затронут нормальным суточным циклом или магнитными бурями. Видимое увеличение „высоты" F-слоя в начале грозы могло быть приписано уменьшению групповой скорости в нижележащих областях, которые должен пересекать сигнал.

Так как отражения от E-слоя при вертикальном падении для волн длиной 86 *м* менее часты, чем отражения от F-слоя, то кривая высоты E-слоя представляет среднее, полученное из трех гроз, которые имели место, и когда были налицо отражения от E-слоя. В полном согласии с кривой для F-слоя наши наблюдения для E-слоя обнаруживают максимум запаздывания эхо во время начала грозы. Кривые рис. 13 показывают также, что начавшаяся гроза уменьшает вероятность осуществления спорадических E-отражений. Однако, если такие отражения все же в это время происходят, то ненормально высокая интенсивность обнаруживается в увеличении длины цуга эхо (т. е. числа многократных отражений). Это могло бы быть результатом общего увеличения ионизации в верхних слоях атмосферы, часто проникающего вниз в „поглощающую" D-область,

но иногда не влияющего заметно на уровни ниже E-слоя. Ч. Вильсон и др.[280] предположили, что громадные электрические поля грозовых туч могут давать проникающее излучение, которое могло бы вызывать ионизацию на значительном расстоянии от центра грозы. Чтобы решить, действительно ли существует это гипотетическое излучение и чтобы определить его природу, нужны дополнительные экспериментальные данные.

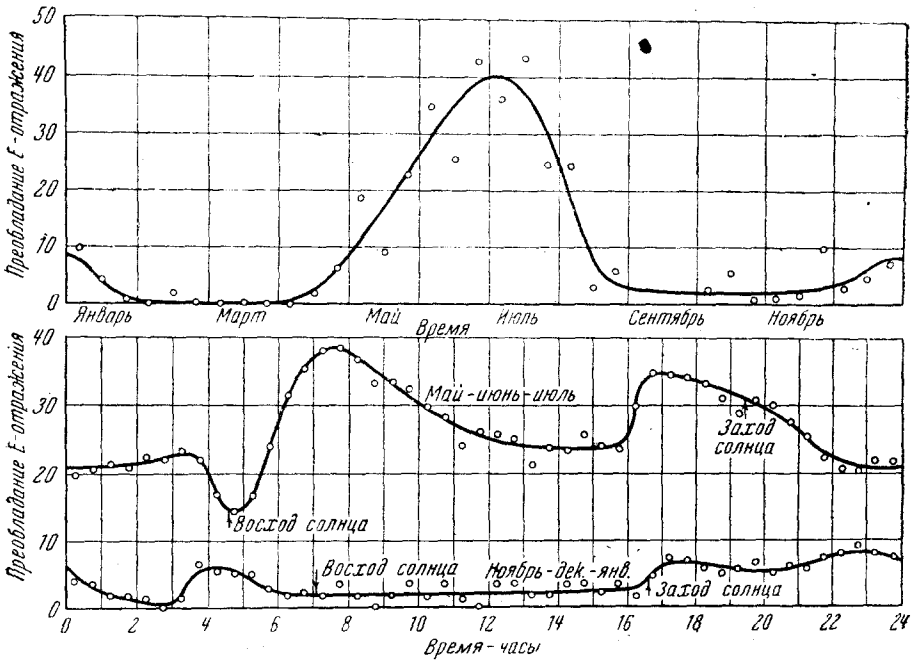

Рис. 14.

Несмотря на то, что наши немногие отдельные наблюдения, сделанные в Новой Англии, согласно указывают на увеличение высоты E-слоя, когда разражается гроза, возможно, что при других метеорологических условиях будут наблюдаться другие эффекты. Рэтклифф[281] описывает грозу, которая, повидимому, произвела заметное временное понижение E-слоя.

Q. Местные облака в ионосфере

В разделе К мы упоминали о том факте, что плотность ионов в E-области не уменьшается равномерно и постепенно после захода солнца, как это могла бы подсказать простая гипотеза рекомбинации. Многочисленные наблюдатели замечали высокую ночную ионизацию[282] и чрезвычайно внезапное появление сильных ночных отражений от E-слоя[283], которые, как кажется, не связаны с местными грозами или с общими магнитными возмущениями[284].

Часто плотности ионов, достигнутые внезапно, в таких случаях превосходят наибольшие плотности, достигавшиеся в течение дня[285].

Наш детальный анализ преобладания отражений от E-слоя для 86 *м* в Новой Англии представлен на рис. 14. Ордината в 10% указывает на то, что E-отражения были налицо в одной десятой числа всех наблюдавшихся случаев. Можно заметить, что значения для дневного времени являются низкими зимой и высокими летом. Понижение в часы около полудня обязано, вероятно, поглощению в нижележащей D-области. (В согласии с этой гипотезой можно отметить, что отражения от F_1-слоя также менее часты в полдень, чем до полудня и после полудня.) Вероятность наблюдения отражений от E-слоя для волн длиной 86 *м* имеет максимум в середине лета, но имеется также дополнительный максимум и в середине зимы. Этот зимний максимум дается, главным образом, ночной ионизацией. В кривой для дневного времени совсем незадолго до восхода солнца имеется небольшой максимум. Это имеет место как летом, так и зимой и наблюдалось в течение двух последовательных лет.

Соответствующего объяснения этого эффекта для времени перед восходом солнца нам найти не удалось.

Внезапное и частое появление очень сильных отражений короткой длительности могло бы быть обязано чрезвычайно сильному мгновенному увеличению активности некоторого корпускулярного ионизирующего агента, способного действовать на большой площади на неосвещенной стороне Земли. Равным образом оно могло бы быть обязано плотному движущемуся облаку ионов со сравнительно резкими границами ограниченного протяжения, которому случилось проходить над той площадью, где производятся эксперименты. Наши собственные предварительные эксперименты, проводившиеся одновременно в Кэмбридже и в Ворчестере, как будто, подтверждают вторую гипотезу. В этих экспериментах обнаруживаются измеримые разности времени (порядка одной минуты), согласно указывающие на прогрессивное движение подобного облака на расстоянии в 40 миль, разделяющем указанные пункты.

Если бы удалось подтвердить эти предварительные указания, то они могли бы явиться указаниями большой важности в связи с защитой жизни и собственности. Первоначальные радиомаяки на линиях воздушных сообщений были подвержены серьезным ошибкам, вызываемым отражением нежелательной „небесной волны". Это положение было значительно улучшено изменением конструкции антенны, что уменьшило энергию, излучаемую вверх. Тем не менее даже антенна усовершенствованной системы в некоторой степени должна излучать вверх и, по меньшей мере, мыслимо, что внезапные отражения от малых плотных местных облаков ионов могут иногда вызывать неизбежные местные отклонения небольшой длительности в отдельном участке „пятне" в области действия маяка. Пилоты воздушных линий упоминают о таких „мертвых пятнах". Сообщения о недавних катастрофах показывают, что опытные пилоты иногда без всякой видимой причины теряют

ориентировку тогда, когда их маяк дает удовлетворительный сигнал в удаленных земных станциях и надлежащим образом руководит полетом на других частях того же самого маршрута.

К несчастью этот эксперимент был совершенно прерван на период около трех лет поразительным образцом квазилегального возражения, неожиданно выдвинутого Федеральной комиссией связи[286]. Чтобы закончить сильно затянувшуюся аргументацию, сводящуюся просто к точному толкованию фразеологии радиоакта, мы были теперь вынуждены добиваться специального акта Конгресса, удостоверяющего полезность автоматических приборов, необходимых для наших исследований. Никаких научных возражений относительно их полезности никогда не было выставлено, так как признано, что наши методы во всех отношениях согласуются с нормальной инженерной практикой.

Дальнейшие свидетельства несчастливого отсутствия правительственного содействия в фундаментальном исследовании видны в распределении частот, предоставленных экспериментальным станциям. В области длин волн, простирающейся от 15 до 30 000 *м*, для использования в экспериментах доступно менее половины процента спектра. Такое распределение исключительно непропорционально и не соответствует потребностям. Данная практика позволяет родственным ведомствам, имеющим большую численную силу, вытеснять законное научное исследование. Такая политика, очевидно, совершенно близорука и направлена против общественных интересов, но бороться с ней нужным путем отдельным физикам невозможно.

R. Рассеяние радиоволн

В разделе С мы говорили о „зоне молчания“ или „области скачка“, которая окружает передающие станции, работающие на достаточно высокой частоте. Точки этой площади лежат вне области земной волны, но в то же время недостаточно удалены, чтобы принимать обычную пространственную „небесную“ волну от *E*- или *F*- области. Эта зона не всегда, однако, является зоной полного молчания, так как в точках, которые нормально недоступны, иногда появляются отчетливые сигналы умеренной интенсивности. Опытному работнику радиотелеграфа часто бывает ясно, что эти сигналы обладают несколько необычным характером. Точки и тире имеют гулкий громкий характер, напоминающий эхо шагов на каменной лестнице. Передавая поверхностные сигналы одновременно еще и на более длинной волне, Тэйлор и Юнгу[172] удалось показать, что эти капризные эхо ненормально запаздывали. По приходе в точку, расположенную всего лишь на расстоянии 420 *км* от передатчика, эхо имели различные времена запаздывания, соответствовавшие путям длиною от 2000 до 10 000 *км*. Сперва они приписали эти эхо сигналам, рассеянным назад внутрь „зоны молчания“ удаленными гористыми областями. Позднее, на основании прямых наблюдений они пришли к заключению[173], что удаленным рассеивающим объектом могло быть море.

Эккерсли[287—290] высказывает предположение, что ионосфера имеет облакоподобную структуру, которая может давать сложный эффект рассеяния. Он предполагает также, что рассеяние может произойти в результате многократного расщепления. Хоуг[291] собрал много наблюдений по данному вопросу, в том числе мнение Мегеля, что направленные пучки дают рассеяние только на вершине пути луча. Наши собственные наблюдения[179] определенно указывают на существование неоднородных облакоподобных ионных образований, и как будто, доказывают, что центры рассеяния находятся в ионосфере, а не на земле. Ионные образования, наблюдавшиеся на больших расстояниях от нашего передатчика, способны, как кажется, давать эхо типа, наблюдавшихся Тэйлором и Юнгом в то время, когда *E*- и *F*-слои легко проницаемы.

S. Взаимодействие радиоволн

В обычной математической трактовке явления распространения радиоволн молчаливо предполагается, что ионосфера является линейной передающей средой, и что поэтому на поведение определенной волны не влияют другие волны, которым случается проходить в это же самое время через эту же область пространства. В 1933 г. в Европе поэтому очень заинтересовались, когда было обнаружено, что мощная радиовещательная станция в Люксембурге давала „перекрестную модуляцию", которая могла быть слегка слышима на волнах, испускавшихся другими станциями. Когда об этом было впервые сообщено Телледженом[292] и различными слушателями[293—295] радиопередач, то к подобным сообщениям отнеслись скептически, так как было очевидно, что ложная „перекрестная модуляция" легко могла иметь место в радиовещательной приемной сети.

Реальность этого эффекта была, однако, обстоятельно подтверждена Ван-дер-Полем[296, 297]; было найдено, что волны, проходящие непосредственно над мощным передатчиком, как это показано на рис. 4, испытывают максимальное искажение.

Возможное объяснение эффекта было предложено Бэйли и Мартином[298—300], которые нашли, что станция мощностью в 200 kW, работающая на длине волны в 1190 *м*, может вызвать заметное изменение в средней скорости движения электронов в ионосфере в точках, расположенных непосредственно над передатчиком. Это будет, в свою очередь, вызывать изменение частоты соударений электронов с молекулами, а отсюда изменение в поглощательной способности этого участка ионосферы. Поглощающая способность изменяется потому в согласии с частотой модуляции станции, и таким путем модуляция будет налагаться на всякую волну, которая может пересекать данную область. Была дана также и количественная трактовка вопроса.

Интересно упомянуть об эксперименте, произведенном Ферье́ и Донде́, которые изучали телефонию над ультрафиолетовым и над инфракрасным пучком света, хотя связи между двумя эффектами,

находимой ими, вероятно, не имеется. Они утверждают, что поглощатель, помещенный вблизи передатчика, где лучи концентриро-

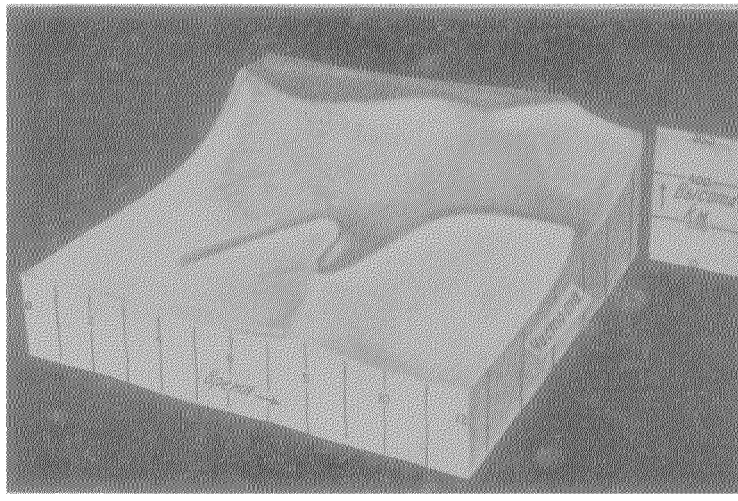

Рис. 15. Условия отражения во время солнечного затмения 1936 г.

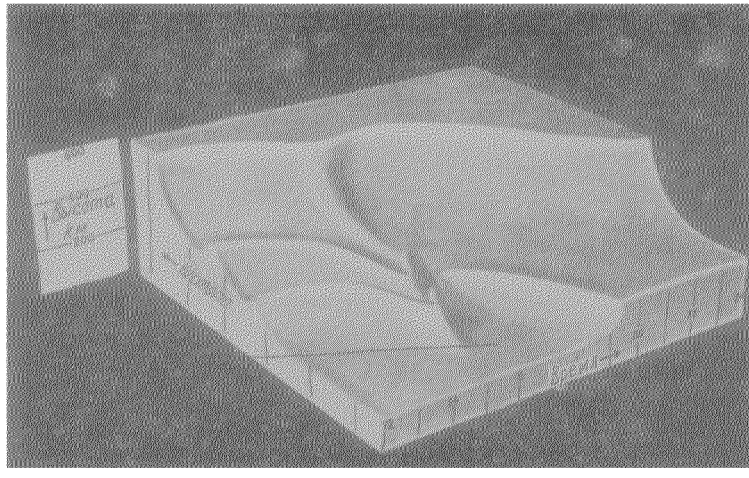

Рис. 16. Условия отражения во время солнечного затмения 1932 г.

ваны, дает иной эффект, чем в том случае, когда он помещен в более слабое поле излучения вблизи приемника.

Т. Наблюдения во время солнечного затмения

С помощью наблюдений, сделанных во время полного солнечного затмения, можно получить дополнительные сведения о природе падающей солнечной радиации и о стратификации ионосферы.

Пространственная модель, показанная на рис. 15, иллюстрирует общий характер эффекта, даваемого затмением Солнца. В этой пространственной модели, которая вскоре будет описана с большими подробностями в каком-либо другом месте, координата X есть час дня (от полуночи до полудня), координата Y — частота передатчика (от 2500 до 8500 *кц*), а вертикальная координата Z — высота слоя. Резкий гребень, занимающий центральную часть модели, есть граница, отделяющая F_1-отражение от F_2-отражения. Заштрихованная площадь представляет проникновение волн. Мы можем перейти от одного типа отражения к другому, изменяя частоту или время наблюдения. В нормальное утро этот пограничный гребень постепенно бы поднимался. Большой V-образный прогиб возникает в результате прохождения через ионосферу тени Луны. Эта депрессия, в пределах точности наблюдения, совпадает со временем полного солнечного затмения. Модель рис. 15 была приготовлена Пирсом и основана на обширных данных, полученных нашей группой во время русского затмения 19 июля 1936 г. одновременным применением методов постоянной и переменной частоты, о которых мы говорили в разделе Н. Измерения производились в Ак-Булаке в Западном Туркестане. Несмотря на то, что наблюдения каждого из более ранних затмений[177, 302–309] менее полны, будучи объединены, они оказываются в хорошем согласии с рис. 15. Рис. 16 представляет модель затмения 1932 г., полученную соединением наших собственных наблюдений с данными, сообщенными другими группами. Так как в Новой Англии это затмение происходило поздно после полудня, то шкала времени здесь идет от полудня до полуночи, шкала частоты от 500 до 6500 *кц* общая тенденция пограничного гребня F_1 F_2 направлена вниз. Меньший гребень ниже главной границы F_1 F_2 представляет переход от E к F_1-отражениям. Он был опущен на рис. 15, так как полевое оборудование, взятое в СССР, предназначалось в первую очередь для исследования F-области. За тот факт, что граница F_1 F_2 в затмение 1936 г. была смещена в направлении более высоких частот, ответственно скорее течение цикла солнечных пятен, нежели географические различия.

Общее сходство рис. 15 и рис. 16 представляет значительный интерес, так как можно показать, что гипотетическое корпускулярное излучение, сопровождающее свет Солнца, должно было бы обусловить в этих двух случаях заметно различное течение явления. Общая простота эффекта солнечного затмения свидетельствует как будто о том, что за все наблюденные явления ответственен ультрафиолетовый свет.

Большая величина изменения и тот факт, что его можно наблюдать со значительной точностью, показывают, что затмения

дают ценные количественные данные, пригодные для численной проверки любых теорий ионизации и рекомбинации, которые могут быть предложены для объяснения стратификации ионосферы. Эти количественные наблюдения должны быть продолжены; возможно, что интерес будут представлять также и частные солнечные затмения[275].

U. Заключение

В этой сравнительно новой отрасли физики возможно производить большое число различных экспериментов, часть которых дает точные количественные данные. Исследуемая физическая система исключительно сложна и должна изучаться статистическими методами. Классическая магнито-ионная теория дает удовлетворительное количественное истолкование для многих отдельных экспериментальных фактов, хотя имеются некоторые аномалии, требующие дальнейшего внимания. До сих пор еще никакое тщательное изучение процессов молекулярной и атомной ионизации и рекомбинации, с целью объяснить наблюдаемую стратификацию ионосферы, не дало общепринятой и ясной теории. Однако эта большая теоретическая проблема при уже доступном детальном экспериментальном материале заслуживает серьезного внимания уже в настоящее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc., **72**, 40, 1904.
2. H. M. Mc Donald, Proc. Roy. Soc., **71**, 251, 1903; **72**, 59, 1904; Roy. Soc., Phil. Trans., A**210**, 113, 1911; Proc. Roy. Soc., A**90**, 50, 1914.
3. H. Poincaré, Proc. Roy. Soc., **72**, 42, 1904; Rendiconti Circolo Matematico Palermo, **29**, 169, 1910; C. R., **154**, 795, 1912.
4. J. Zenneck, Ann. d. Physik, **23**, 846, 1907; Lehrbuch d. drahtlosen Telegraphie, 2te Auffl., Stuttgart 1913; Wireless Telegraphy. tr. by Seelig (New-York), 1915.
5. A. Sommerfeld, Ann. d. Physik, **28**, 665, 1909.
6. J. W. Nicholson, Phil. Mag., **19**, 516, 757, 1910; **20**, 157, 1910; **21**, 62, 281, 1911.
7. H. W. March. Ann. d. Physik, **37**, 29, 1912.
8. W. von Rybczynski, Ann. d. Physik, **41**, 191, 1913.
9. A. E. H. Love, Roy. Soc., Phil. Trans., **215**, 105, 1915.
10. B. Van der Pol, Phil. Mag., **38**, 365, 1919.
11. F. E. Smith, J. Inst. Elec. Eng., **73** 574, 1933; **9**, 22, 1934.
12. G. N. Watson, Proc. Roy. Soc., **95**, 83, 1919.
13. J. Larmor, Phil. Mag., **48**, 1025, 1924.
14. A. Meissner, Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie, **24**, 84, 1924.
15. F. Kiebits, E. N. T. **3**, 376, 1926.
16. R. Mesny, Onde Elec., **5**, 650, 1926; **6**, 127, 1927.
17. B. Stewart, Encyclopedia Britannica, **9** edit. p. 181 1878.
18. A. Schuster, Roy. Soc., Phil. Trans., A**180**, 467, 1889; **208**, 163, 1907.
19. A. E. Kennely, Elec. World, **39**, 473, 1902.
20. O. Heaviside, Encyclopedia Britannica, 10 edit., Vol. 33.
21. K. W. Wagner, E. N. T., **8**, 515, 1931.
22. F. E. Smith, J. Inst. Elec. Eng. wireless section **9**, 38, 1934.
23. J. J. Thomson, Recent. Researches in Electricity and Magnetism Oxford 1893, p. 101.

24. W. H. Eccles, Proc. Roy. Soc., A **87**, 79, 1912.
25. W. H. Eccles, Electrician **79**, 1015, 1912; Jahrbuch d. drahtlosen Telegraphie, **8**, 253, 282, 1914.
26. J. Salpeter, Physik Z., **14**, 201, 1913.
27. B. Van der Pol, Dissertation, Utrecht 1920.
28. J. Larmor, Jahrbuch d. drahtlosen Telegraphie, **25**, 141, 1925.
29. J. A. Fleming, Principles of Electric Wave Telegraphy and Telephony, 1919, p. 660.
30. L. W. Austin, National Bureau of Standards, Bulletin, **7**, 315, 1911.
31. J. A. Fleming, Principles of Electric Wave Telegraphy and Telephony, 1919, p. 650.
32. G. N. Watson, Proc. Roy. Soc., **95**, 546, 1919.
33. G. W. Kenrick. Phys. Rev., **16**, 1040, 1928.
34. A. H. Taylor, Proc. I. R. E., **13**, 677, 1925.
35. J. L. Reinartz, Q. S. T., **9**, 9, 1925.
36. A. H. Taylor a. E. O. Hulburt, Q. S. T., **9**, 12, 1925.
37. H. Rukop, Z. Hochfrequenztech., **28**, 41, 1926.
38. S. W. Dean, Proc. I. R. E., **17**, 1440, 1929.
39. E. Yokoyama a. I. Tanimura, Proc. I. R. E., **21**, 263, 1933.
40. A. Sommerfeld, Jahrbuch d. drahtlosen Telegraphie, **4**, 157, 1911 Ann. d. Physik, **81**, 1135, 1926.
41. Hoerschelmann, Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie, **5**, 14, 1912; 5, 188, 1912.
42. J. A. Ratcliffe a. M. Barnett, Proc. Camb. Phil. Soc., **23**, 288, 1926.
43. B. Rolf. Proc. I. R. E., **18**, 391, 1930; Ingeniors Vetensk. Acad. No. 96, 1929.
44. B. Van der Pol, Tijds. Nederland Radiogenootschap, **4**, 105, 1930.
45. W. H. Wise, Proc. I. R. E., **1971**, 1930.
46. T. L. Eckersley, Proc. I. R. E., **20**, 1555, 1932.
47. B. Van der Pol a. K. F. Niessen, Ann. d. Physik, **6**, 273, 1930.
48. W. Nunier, Ann. d. Physik, **20**, 513, 1934.
49. F. H. Murray, Proc. Camb. Phil. Soc., **28**, 433, 1932.
50. K. F. Niessen, Ann. d. Physik, **16**, 810, 1933.
51. R. H. Barfield, J. Inst. Elec. Eng., **66**, 204, 1928.
52. C. R. Englund, J. Inst. Elec. Eng., **67**, 931, 1929.
53. F. Noether, E. N. T., **10**, 160, 1933.
54. M. Muskat, Physics, **4**, 14, 1933.
55. H. E. Gihring a. G. H. Brown, Proc. I. R. E., **23**, 311, 1935.
56. S. Namba a. D. Hiraga, Radio Research Japan, Report, **2**, 9, 1932.
57. L. V. Berkner, Proc. I. R. E., **20**, 1324, 1932.
58. G. Breit a. M. A. Tuve, Phys. Rev., **28**, 554, 1926.
59. P. O. Pedersen, Wireless Eng., **7**, 16, 1930.
60. C. Fabry, C. R., **187**, 777, 1928.
61. D. R. Hartree, Proc. Camb. Phil. Soc., **25**, 97, 1929.
62. D. R. Hartree, Proc. Camb. Phil. Soc., **27**, 143, 1931.
63. D. R. Hartree, Proc. Roy. Soc., A **131**, 428, 1931.
64. S. Coldstein, Proc. Roy. Soc., A **121**, 260, 1928.
65. E. V. Appleton, J. Inst. Elec. Eng., **71**, 642, 1932.
66. E. V. Appleton a. R. Naismith, Proc. Roy. Soc., **137**, 36, 1932.
67. E. V. Appleton a. G. B. Builder, Proc, Phys. Soc., **45**, 208, 1933.
68. Mary Taylor, Proc. Phys. Soc., **46**, 408, 1934.
69. L. Tonks, Nature, **132**, 101, 1933.
70. L. Tonks, Nature, **132**, 710, 1933.
71. K. A. Norton, Nature, **132**, 676, 1933.

72. D. R. Hartree, Nature, **132**, 929, 1933.
73. C. G. Darwin, Nature, **133**, 62, 1934.
74. C. G. Darwin, Proc. Roy. Soc., **146**, 17, 1934.
75. J. Salpeter, Jarhb. d. drahtlosen Telegraphie, **8**, 247, 1914.
76. P. Drude, Ann. d. Physik. **61**, 466, 1897.
77. H. Gutton et J. Clément, C. R., **184**, 441, 1927.
78. H. Gutton et J. Clément, C. R., **184**, 676, 1927.
79. H. Gutton a. J. Clément, Onde Elec., **6**, 137, 1927.
80. C. Gutton, Ann. de physique, **14**, 5, 1930.
81. H. Gutton, Ann. de physique, **13**, 98, 1930.
82. L. Tonks a. I. Langmuir, Phys. Rev., **33**, 195, 1929.
83. P. O. Pedersen, The Propagation of Radio Waves, Copenhagen 1927.
84. J. Rybner, Onde Elec., **7**, 428, 1928.
85. L. Bergmann a. W. Düring, Ann. d. Physik, **1**, 1041, 1929.
86. S. Benner, Naturwiss., **17**, 120, 1929.
87. S. Benner, Ann. d. Physik, **3**, 993, 1929.
88. W. E. Benham, Phil. Mag., **11**, 457, 1931.
89. S. Benner, Phil. Mag., **11**, 1252, 1931.
90. K. F. Niessen, Physik Z., **33**, 705, 1932.
91. E. V. Appleton a. E. C. Childs, Phil. Mag., **10**, 969, 1930.
92. E. V. Appleton a. F. W. Chapman, Proc. Phys. Soc., **44**, 246, 1932.
93. E. V. Appleton, U. R. S. I., London Congress 1934.
94. L. Tonks, Phys. Rev., **37**, 1458, 1931.
95. C. Gutton, U. R. S. I., London Congress 1934.
96. W. Ziegler, Physik Z., **35**, 476, 1934.
97. C. E. Cleeton a. N. H. Williams, Phys. Rev., **45**, 234, 1934.
98. E. V. Appleton a. M. A. F. Barnett, Nature, **115**, 333, 1925; Proc. Roy. Soc., **109**, 621, 1925.
99. H. W. Nichols a. J. C. Schelleng, Bell Sys. Tech. J., **4**, 215, 1925.
100. W. Voigt, Magneto und Elektro-optik, Leipzig, 1908.
101. P. Drude, Lehrb. d. Optik, Leipsig, 1900.
102. H. A. Lorentz, Theory of Electrons, Leipsig, 1909.
103. E. V. Appleton, U. R. S. I., Washington Assembly, 1927.
104. E. V. Appleton, J. Inst. Elec. Eng., wireless section, **7**, 257, 1932.
105. K. Försterling a. H. Lassen, Ann. d. Physik, **18**, 26, 1933.
106. W. G. Baker a. A. L. Green, Radio Research Board Report NO. 3, Melbourne 1932.
107. G. W. Pierce, Cruft Laboratory lectures.
108. Mary Taylor. Proc. Phys. Soc., **45**, 245, 1933.
109. T. L. Eckersley, J. Inst. Elec. Eng., **71**, 405, 1932.
110. T. L. Eckersley, Phil. Mag., **9**, 225, 1930.
111. R. Mesny, Onde Elec., **7**. 130, 1928.
112. T. L. Eckersley, Proc. Roy. Soc., A **132**, 83, 1931.
113. T. L. Eckersley, Proc. Roy. Soc., A **136**, 499, 1932.
114. T. L. Eckersley, Proc. Roy. Soc., A **137**, 158, 1932.
115. P. S. Epstein, Proc. Nat. Acad. Sci., **16**, 37, 1930.
116. P. S. Epstein, Proc. Nat. Acad. Sci., **16**, 627, 1930.
117. S. C. Bagchi, Nature, **134**, 701, 1934.
118. Ponte et Rocard, C. R., **187**, 942, 1928.
119. J. A. Ratcliffe, Wireless Eng., **10**, 354, 1933.
120. T. L. Eckersley, Nature, **130**, 398, 1932.
121. T. L. Eckersley, Nature, **130**, 472, 1932.
122. J. A. Ratcliffe a. F. L. C. White, Phil. Mag., **16**. 125, 1933.
123. J. A. Ratcliffe a. E. L. C. White, Phil. Mag., **16**, 423, 1933.
124. D. F. Martyn a. A. L. Green, Proc. Roy. Soc., **148**, 104. 1935.
125. A. L. Green, Proc. I. R. E., **22**, 324, 1934.
126. L. V. Berkner a. H. W. Wells, Proc. I. R. E. **22**, 680. 1934.

127. L. V. Berkner, a. H. W. Wells, Proc. I. R. E., **22**. 1102, 1934
128. E. V. Appleton, Nature. **133**, 793, 1934.
129. S. Chapman, Nature, **133**, 908, 1934.
130. P. von Handel a. H. Plendl, E. N. T., **10**, 76, 1933.
131. A. L. Green a. G. Builder, Proc. Roy. Soc., **145**, 145, 1934.
132. E. O. Hulburt, Phys. Rev., **29**, 365, 1927.
133. F. O. Hulburt, Phys. Rev., 29, 706, 1927.
134. E. Yokoyama a. T. Nakai, Proc. I. R. E., **17**, 1240, 1929.
135. G. Kreutzer, Z. Physik, **60**, 825, 1930.
136. E. C. Childs, Proc. Phys. Soc., **44**, 246, 1932.
137. E. C. Childs, Phil. Mag., **13**, 873, 1932.
138. F. W. G. White, Proc. Phys. Soc., **46**, 91, 1934.
139. R. Naismith, J. Inst. Elec. Eng., **69**, 875, 1931.
140. R. Naismith, Wireless Eng., **8** 254, 1931.
141. J. A. Bailey, Phil. Mag., **18**, 516, 1934.
142. D. F. Marty, Phil. Mag., **19**, 376, 1935.
143. J. H. Jeans, Electricity and Magnetism, Cambridge, 1908.
144. F. Lowenstein, Proc. I. R. E., 4, 271, 1916.
145. E. V. Appleton, Tijds. Nederland Radiogenootschap, **2**, 115, 1925.
146. E. V. Appleton a. M. Barnett, Proc. Roy. Soc., **113**, 450, 1926.
147. E. V. Appleton, Nature, **120**, 330, 1927.
148. E. V. Appleton a. A. L. Green, Proc. Roy. Soc., **128**, 159, 1930.
149. G. Breit, M. A. Tuve a. O. Dahl, Proc. I. R. E., **16**, 1236, 1929.
150. G. Goubau u. J. Zenneck, Z. Hochfrequenztechn., **37**, 207, 1931.
151. G. W. O. Howe, Wireless Eng., **8**, 463, 1931.
152. T. L. Eckersley, Marconi Rev., **31**, 1, 1931.
153. J. P. Schafer a. W. M. Goodall, Proc. I. R. E., **19**, 1434, 1931.
154. T. R. Gilliland, G. W. Kenrick a. K. A. Norton, Proc. I. R. E.. **20** 286, 1932.
155. N. H. Edes a. J. C. Coe, Proc. I. R. E., **20**, 740, 1932.
156. R. A. Heising, Proc. I. R. E., **16**, 75, 1928.
157. E. V. Appleton, Proc. Roy. Soc., **126**, 542, 1930.
158. G. Goubau, E. N. T., **10**, 72, 1933.
159. J. Lugeon, C. R., **191**, 525, 1930.
160. J. Lugeon, C. R., **191**, 676, 1930.
161. M. A. Bontch-Bruewitch, Nature, **133**, 175, 1934.
162. S. Silitoe, Can. J. Research, **11**, 163, 1934.
163. S. S. Kirby a. E. B. Judson, Proc. I. R. E., **23**, 733, 1935.
164. J. P. Schafer a. W. M. Goodall. Nature, **131**, 804, 1933.
165. E. V. Appleton, Nature, **131**, 872, 1933.
166. J. A. Ratcliffe a. E. L. C. White, Nature, **131**, 873, 1933.
167. J. A. Ratcliffe a. E. L. C. White, Proc. Phys. Soc., **46**, 107, 1934.
168. S. S. Kirby, L. V. Berkner a. D. M. Stuart, Proc. I. R. E., **21**, 757, 1933.
169. E. V. Appleton, Electrician, **110**, 857, 1933.
170. J. T. Henderson. Psoc. I. R. E., **22**, 679, 1934.
171. T. L. Eckersley, Wireless Eng., **4**, 213, 1927.
172. A. H. Taylor a. L. C. Young, Proc. I. R. E., **16**, 561, 1928.
173. A. H. Taylor a. L. C. Young, Proc. I. R. E., **17**, 1491, 1929.
174. E. Quäck a. H. Mögel, Proc. I. R. E., **17**, 824, 1929.
175. E. Quäck a. H. Mögel, E. N. T., **6**, 74, 1929.
176. H. R. Mimno a. P. H. Wang, Phys. Rev., **41**. 395, 1932.
177. H. R. Mimno a. P. H. Wang, Pros. I. R. E., **21**, 529, 1933.
178. H. R. Mimno a. P. H. Wang, Proc. Fifth Pacific Science Congress **1934**, p. 2195.
179. H. R. Mimno, Nature, **134**, 63, 1934.
180. J. Hollingworth, J. Inst. Elec. Eng., **72**, 229, 1933.

181. J. Hollingworth, Wireless Eng., **10**, 89, 1933.
182. N. Janco, Proc. I. R. E., **22**, 923, 1934.
183. J. C. Schelleng, Proc. I. R. E., **16**, 1471, 1928.
184. G. W. Kenrick, a. C. K. Jen, Proc. I. R. E., **17**, 711, 1929.
185. I. Ranzi, N. Cimento, **10**, 21, 1933.
186. C. Störmer, Naturwiss., **17**, 643, 1929.
187. C. Störmer, C. R., **189**, 365, 1929.
188. C. Störmer, C. R., **190**, 106, 1930.
189. C. Störmer, Proc. Roy. Soc., **50**, 187, 1930.
190. B. Van der Pol, Nature, **122**, 878, 1928.
191. P. O. Pedersen, Proc. I. R. E., **17**, 1750, 1929.
192. S. Chapman, J. Roy. Meteorolog. Soc., **60**, 127, 1934
193. S. Chapman, U. R. S. I., London Congress 1934.
194. S. Chapman, Proc. Phys. Soc., **43**, 26, 1931.
195. E. V. Appleton, Nature, **127**, 197, 1931.
196. E. O. Hulburt, Proc. I. R. E., **18**, 1231, 1930.
197. E. O. Hulburt, Phys. Rev., **46**, 822, 1934.
198. E. V. Appleton, Phys. Rev., **46**, 822, 1934.
199. S. Chapman, Proc. Roy. Soc., **141**, 697, 1933.
200. T. L. Eckersley, Proc. Roy. Soc., **141**, 697, 1933.
201. H. Lassen, E. N. T., **4**, 174, 1927.
202. C. C. Conroy, Science, **74**, 113, 1931.
203. С. Крючков, Ж. прикладн. физики, **7**, 61, 1930.
204. H. Nagaoka, Radio Research Japan, Report, **1**, 1, 1931.
205. T. Nakai, Electrot. Laborat. Tokyo, Japan, Res., No, 241, 1928.
206. S. Namba, Proc. I. R. E., **21**, 238, 1933.
207. S. Namba, J. Inst. Elec. Eng., Japan, **52**, 103, 1933.
208. S. Namba, Electrot. Laborat. Tokyo, Japan, Researches, No. 336, 1932.
209. S. Namba, Radio Research Japan, Report, **2**, 303, 1932.
210. S. Chapman, Terr. Mag., **36**, 77, 1931.
211. G. Elias, Z. Hochfrequenztech., **27**, 66, 1926.
212. W. F. G. Swann, J. Am. Inst. Elec. Eng., **47**, 209, 1928.
213. H. T. Stetson, Phys. Rev., **37**, 1021, 1931.
214. H. T. Stetson, Earth, Radio, and the Stars, McGraw-Hill, 1934.
215. T. R. Gililland, Proc. I. R. E., **19**, 114, 1931.
216. F. K. Vreeland, Proc. I. R. E., **19**, 1500, 1931.
217. H. F. Breckel, Radio Engineering, **11**, 19, 1931.
218. G. W. Pickard, Bull. National Res. Council, **1931**, 152.
219. K. Stoye, Funktechn. Monatshefte, April, 1933, 152.
220. P. Vincent, Onde Elec., **5**, 554, 1926.
221. D. Shannon, Wireless Eng., **3**, 429, 1926.
222. L. W. Austin, Proc. I. R. E., **15**, 825, 1927.
223. L. W. Austin a. I. Wymore, Proc. I. R. E., **16**, 166, 1928.
224. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **15**, 83, 1927.
225. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **15**, 749, 1927.
226. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **15**, 1004, 1927.
227. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **19**, 353, 1931.
228. H. Plendl, Proc. I. R. E., **20**, 520, 1932.
229. H. Mögel, Telefunken Z., **13**, 32, 1932.
230. L. W. Austin, Proc. I. R. E., **20**, 280, 1932.
231. E. Yokoyama a. T. Nakai, Proc., I. R. E., **19**, 882, 1931.
232. C. G. Abbot, Science, **75**, 607, 1932.
233. R. Mesny, Onde Elec., **8**, 103, 1929.
234. H. T. Stetson, J. Frank. Inst., **210**, 403, 1930.
235. E. B. Judson, Proc. I. R. E., **21**, 1354, 1933.
236. R. Gunn, Terr. Mag., **34**, 154, 1929.
237. J. Larmor, Nat. Roy. Astron. Soc. Monthly., **94**, 469, 1934.
238. A. Dauvilier, U. R. S. I., London Congress, 1934.
239. E. O. Hulburt, Physics, **4**, 196, 1933.
240. K. W. Wagner, E. N. T., **11**, 37, 1934.

241. P. Helbronner, C. R., **191**, 536, 1930.
242. N. J. Ogilvie, Am. Geophys, Union, Trans., 14th Meeting. (April. 1933), p. 44.
243. W. Sutton, Q. S. T., **10**, p. 23, October, 1926.
244. D. Düll, Electronics, **5**, 268, 1932.
245. A. Dauvillier, J. dephys. etrad., **5**, 398, 1934.
246. A. Dauvillier, C. R., **194**, 192, 1932.
247. C. Störmer, Terr. Mag., **35**, 193, 1930.
248. C. Störmer, Terr. Mag., **36**, 133, 1931.
249. E. Brüche, Z. Astrophys., **2**, 30, 1931.
250. E. Brüche, Z. techn. Physik, **13**, 336, 1932.
251. E. Brüche, Z. Physik, **64**, 186, 1930.
252. H. Dostal, Ann. d. Physik, **14**, 971, 1932.
253. L. Vegard, Geofysiske Publ., **9**, No. 11, Oslo, 1932.
254. T. L. De Bruin, Naturwiss., **20**, 269, 1932.
255. J. Larmor, Nature, **133**, 221, 1934.
256. G. Angenheister a. J. Bartels, Handb. d. Experimentel Physik, Vol. 25, Part I Wien-Harms 1928, S. 674.
257. A. M. Skellett, Proc. I. R. E., **23**, 1361, 1935.
258. J. H. Delinger, Science, **82**, 351, 1935.
259. H. R. Mimno a. P. H. Wang, Phys. Rev., **43**, 769, 1933.
260. H. R. Mimno, Science, **82**, 516, 1935.
261. H. Nagaoka, Radio Research Japan, Report, **2**, 49, 1932.
262. E. Quäck, E. N. T., **8**, 46, 1931.
263. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **19**, 1166, 1931.
264. A. M. Skellett, Phys. Rev, **37**, 1668, 1931.
265. A. M. Skellett, Proc. I. R. E., **20**, 1933, 1932.
266. T. Minohara a. Y. Ito, Radio Research Japan, Report, **3**, 115, 1933.
267. J. P. Schafer a. W. M. Goodall, Proc. I. R. E., **20**, 1941, 1932.
268. F. A. Londemann, Nature, **118**, 195, 1926.
269. H. B. Maris, Proc. I. R. E., **16**, 177, 1928.
270. J. Mascart, C. R., **198**, 544, 1934.
271. P. M. Milman, Proc. Nat. Acad. Sci., **19**, 34, 1933.
272. V. Malzer, Nature, **132**, 137, 1933.
273. E. O. Hulburt, Am. Geophys. Union, Trans, 13th Meeting. 1932, p. 124.
274. R. Bureau, C. R., **188**, 455, 1929.
275. I. Ranzi, Nature, **130**, 545, 1932.
276. J. A. Ratcliffe, Proc. Roy. Poc., **45**, 399, 1933.
277. D. F. Martyn, Nature, **133**, 294, 1934.
278. R. C. Colwell, Nature, **130**, 627, 1932; R. C. Colwell a. A. W. Friend, Phys. Rev., **50**, 632, 1936.
279. J. Fuchs, Funkmagazin, **2**, 1021, 1929.
280. R. A. Watson-Watt, Nature, **132**, 13, 1933.
281. J. A. Ratcliffe, Science, **80**, 86, 1934.
282. T. R. Cilliland, Nat. Bur. Stand. J. Research, **11**, 141, 1933.
283. H. R. Mimno a. P. H. Wang, Phys., Rev., **45**, 291, 1934.
284. H. Mögel, Telefunken Z., **14**, 21, 1933.
285. E. V. Appleton, R. Naismith, a. G. Builder, Nature, **132**, 340, 1933.
286. H. R. Mimno, Science, **83**, 54, 1936.
287. T. L. Eckersley, Nature, **121**, 245, 1928.
288. T. L. Eckersley, J. Inst. Elec. Eng, **67**, 992, 1929.
289. T. L. Eckersley, J. Inst. Elec. Eng, **67**, 992, 1929.
290. T. L. Eckersley, Wireless Eng., **6**, 255, 1929.
291. G. W. O. Howe, Wireless Eng., **8**, 579, 1931.
292. B. D. H. Tellegen, Nature, **131**, 840, 1933.
293. B. D. H. Tellegen, World Radio, **17**, 165, 1933.
294. B. D. H. Tellegen, World Radio, **18**, 353, 1934.
295. U. R. S. I. Discussion, Wireless World, 35, 233, 1934.

296. B. Van der Pol, Science, **79**, 11, 1934.
297. B. Van der Pol, U. R. S. I., London Congress 1934.
298. V. A. Bailey a. D. F. Martyn, Nature, **133**, 218, 1934.
299. V. A. Bailey, Nature, **133**, 869, 1934.
300. V. A. Bailey, Phil. Mag., **18**, 369, 1934.
301. R. Ferrier a. Th. de Donder, R. G. E., **27**, 125D, 1930; **27**, 113D, 1930.
302. K. Maeda, Radio Research Japan, Report, **4**, 89, 1934.
303. T. Minohara a. Y. Ito, Radio Research Japan, Report, **4**, 109, 1934.
304. E. V. Appleton a. S. Chapman, U. R. S. I., London Congress, September 1934.
305. S. S. Kirby, L. V. Berkner, T. R. Gilliland, a. K. A. Norton, Proc. I. R. E., **22**, 247, 1934.
306. J. T. Henderson a. D. C. Rose, Can. J. Research, **8**, 29, 1933.
307. J. P. Schafer a. W. M. Goodall, Science, **76**, 444, 1932.
308. G. W. Kenrick a. G. W. Pickard, Proc. I. R. E., **21**, 546, 1933.
309. General Survey, Nature, **130**, 385, 1932.