

СВИСТ В КОСМОСЕ

П. БЛИОХ

КОСМИЧЕСКОЕ пространство вокруг Земли не такое уж «пустое», как иногда думают. Здесь находятся нейтральные частицы — атомы и молекулы атмосферных газов и свободные заряды — электроны и ионы, входящие в состав космической плазмы. Для нас, живущих на дне воздушного океана, очень важно знать, что происходит во всей толще, так как существует тесная связь между процессами в космосе и условиями жизни на Земле.

Измерения концентрации космических частиц, электрических и магнитных полей на больших высотах производятся с помощью приборов, устанавливаемых на спутниках и ракетах. Но существуют и другие методы. Оказывается, многие сведения об атмосфере на расстояниях в сотни и тысячи километров от Земли можно получить, не выходя из лаборатории. Примечательно, что «наземно-космические» исследования могут быть выполнены очень простыми способами. Цена необходимого оборудования примерно соответствует стоимости радиоприемника или телевизора. Для реализации этих заманчивых возможностей надо только научиться слышать «свист», идущий из космоса, о чем мы и расскажем в этой статье.

Радиоволны в нейтральном газе

Радиоволны распространяются в вакууме со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Они представляют собой электромагнитные колебания с частотами f от единиц герц (Гц) до тысяч гигагерц (1 ГГц = 10^9 Гц). Если же иметь в виду бытовую радиоаппаратуру, то здесь используются частоты от нескольких сот килогерц (кГц) до сотен мегагерц (МГц). Нас же будут интересовать в дальнейшем частоты килогерцевого диапазона ($f = 10^3 - 10^4$ Гц).

Распространение радиоволн в среде отличается от того, что происходит в вакууме. В среде всегда присутствуют электрически заряженные частицы. Они могут быть в «связан-

ном» состоянии (электроны в нейтральных атомах) либо в «свободном» (электроны в плазме). Кроме электронов, которые являются носителями отрицательного заряда, в среде имеются и положительно заряженные частицы — ионы. В интересующем нас диапазоне частот роль ионов невелика, так как, обладая очень большой (по сравнению с электронами) массой, они колеблются с очень малой амплитудой. Электроны же, осциллируя в электрическом поле радиоволны, сами становятся источниками электромагнитных волн той же частоты.

Таким образом в среде возникает результирующая волна, которая распространяется с иной скоростью. Изменение скорости распространения волны учитывают с помощью коэффициента преломления n , который показывает, во сколько раз скорость волны в среде v_ϕ (о смысле индекса «ф» будет сказано ниже) отличается от скорости света:

$$v_\phi = \frac{c}{n(\omega)}. \quad (1)$$

Записав $n(\omega)$ как функцию частоты волны $\omega = 2\pi f$, мы подчеркиваем тот факт, что коэффициент преломления данной среды имеет, вообще говоря, разные значения на разных частотах. Зависимость n от ω называется *дисперсией*, и она становится особенно заметной при резонансе, когда частота радиоволны ω близка к собственной частоте ω_0 колебаний электронов. Если разность частот достаточно велика, например $\omega \ll \omega_0$, дисперсия оказывается очень слабой. Вопрос о зависимости $n(\omega)$ будет играть для нас решающее значение. Поэтому нам необходимо прежде всего оценить собственные частоты колебаний электронов в нейтральном газе и в плазме.

Начнем с нейтрального газа, где электроны присутствуют только в составе атомов и молекул. Точные расчеты собственных частот проводятся методами квантовой механики, но приблизительные оценки (они нас вполне устраивают) можно получить по аналогии с самой простой колеба-

тельной системой — маятником. Напомним хорошо известную формулу для частоты колебаний маятника:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}. \quad (2)$$

Здесь g — ускорение силы тяжести, а l — длина маятника. Умножив числитель и знаменатель подкоренного выражения на массу маятника m , перепишем (2) следующим образом:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{F_g}{ml}}. \quad (3)$$

Вместо ускорения g мы ввели силу тяжести $F_g = mg$. Теперь можно применить полученную формулу к колебаниям электронов. Для этого надо заменить гравитационную силу F_g на электростатическую силу F_E , которая удерживает электрон в атоме. Согласно закону Кулона, она равна $F_E = ke^2/a^2$, где $k = 9 \cdot 10^9$ ф⁻¹·м — коэффициент в законе Кулона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона, $a = 10^{-10}$ м — размер атома, который в данном случае играет роль длины маятника. Подставив в формулу (3) $l = a$, получим

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{ke^2}{ma^3}}. \quad (4)$$

Далее, учитывая, что масса электрона $m = 9 \cdot 10^{-31}$ кг, находим $\omega_0 \sim 10^{16}$ с⁻¹, что примерно соответствует диапазону видимого света и намного превышает частоту интересующих нас радиоволн. Следовательно, с большим запасом выполняется неравенство $\omega \ll \omega_0$, и нейтральный газ почти не влияет на распространение радиоволн. Даже в нижних, самых плотных слоях атмосферы коэффициент преломления n отличается от единицы лишь в четвертом знаке, в космосе же влияние нейтрального газа еще намного слабее. Оно проявляется только косвенным образом через столкновения «свободных» (плазменных) электронов с нейтралами. Столкновения приводят к затуханию колебаний, но в нашем случае его можно не учитывать.

Радиоволна в плазме

Под действием внешних факторов (излучение, соударения) один или несколько электронов могут оторваться от атомов. Так возникают «свободные» электроны и ионы. Ионизированный газ называется *плазмой*. В нем обычно присутствуют и нейтральные частицы, но чем их меньше, тем ярче проявляются специфические свойства плазмы.

В нижних слоях атмосферы естественной плазмы почти нет, так как ионизирующее излучение Солнца (ультрафиолетовые и рентгеновские лучи) здесь очень сильно ослаблено. Начиная с высоты ~ 50 км и выше солнечная радиация ионизирует воздух все сильнее, и плотность плазмы возрастает. Здесь начинается ионосфера — плазменная оболочка Земли. На высотах 300–400 км плотность электронов и ионов становится максимальной, а далее медленно спадает, хотя интенсивность ионизирующих факторов с высотой возрастает. Просто на больших высотах плотность воздуха очень мала, и, хотя он почти полностью ионизирован, число «свободных» электронов и ионов все равно оказывается малым. В дальнем космосе степень ионизации очень высокая, и по современным представлениям примерно 99,9% видимой Вселенной находится в плазменном состоянии.

Вы, наверное, обратили внимание, что, говоря о плазменных электронах, мы заключаем слово «свободные» в кавычки. Дело в том, что плазменные электроны, хотя и оторваны от своих атомов, но взаимодействуют с другими электронами и ионами через электрические поля. Эти силы являются дальнедействующими, и именно с ними связаны специфические плазменные колебания.

Представим себе, что плотность электронов в каком-то небольшом объеме случайно возросла. Тогда здесь возникает избыток отрицательного заряда, и электрическое поле выталкивает электроны из этой области. Постепенно избыточный заряд ликвидируется, но электроны продолжают по инерции разлетаться. В результате число их в рассматриваемом объеме становится меньше среднего, а плотность положительных ионов остается прежней. Дефицит электронов равносителен появлению положительного заряда и электрического

поля, притягивающего электроны обратно. Но двигаясь назад электроны опять пролетают по инерции положение равновесия, опять создается избыток отрицательного заряда и т.д.

Для оценки частоты возникающих колебаний можно снова воспользоваться формулой (4), но вместо размеров атома a надо подставить в нее среднее (равновесное) расстояние между электронами. Пусть среднее число электронов в 1 м^3 равно N_0 . Тогда расстояние между частицами равно $N_0^{-1/3}$. Положив в (4) $a = N_0^{-1/3}$, приходим к следующей формуле для собственной частоты колебаний электронов в плазме:

$$\omega_p \approx \sqrt{\frac{ke^2 N_0}{m}} \quad (5)$$

Если измерять частоту в герцах, а плотность электронов в м^{-3} , то после подстановки в (5) значений k , e и m получим следующее простое выражение:

$$f_p [\text{Гц}] \approx 9 \sqrt{N_0 [\text{м}^{-3}]}$$

Плотность электронов в области их наибольшей концентрации достигает 10^{12} м^{-3} , поэтому частота $f_p \sim 10\text{ МГц}$ попадает в диапазон радиоволн. Это означает, что коэффициент преломления ионосферы может заметно отличаться от 1, а при $\omega \approx \omega_p$ должна возникнуть сильная дисперсия. Действительно, формула для коэффициента преломления выглядит так:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (6)$$

Мы приводим ее без вывода, но главные особенности все же обсудим. Если увеличивать частоту радиоволны, переходя от $\omega < \omega_p$ к значениям $\omega > \omega_p$, то можно заметить, что при резонансе, когда $\omega = \omega_p$, свойства плазмы резко меняются. Когда $\omega < \omega_p$, подкоренное выражение в (6) является отрицательным, а коэффициент преломления — мнимым. Это означает, что столь низкочастотные волны в плазме распространяться не могут. Если же $\omega > \omega_p$, то $n < 1$ и все более приближается к 1 по мере возрастания частоты. Стремление $n(\omega)$ к 1 при $\omega \rightarrow \infty$ является характерным свойством не только плазмы, но и любых сред. Оно объясняется тем, что, в силу инерции, электроны не могут колебаться с бесконечно

высокой частотой. Следовательно, вторичные волны в среде не возбуждаются, и электромагнитная волна распространяется так же, как в вакууме.

Согласно формуле (1), при $n < 1$ $v_\phi > c$, т.е. волна распространяется в плазме со *сверхсветовой скоростью*. Может показаться, что таким образом нарушается принцип относительности Эйнштейна, согласно которому никакое воздействие (сигнал) не может распространяться со скоростью, превышающей c . Конечно, это не так. Вычисляемая по формуле (1) скорость относится к волне, имеющей какую-то одну определенную частоту. Такая волна представляет собой бесконечную синусоиду, которая сама по себе не может передать никакого сигнала, так как форма ее остается все время неизменной. Для передачи сообщения необходимо воспользоваться не одной волной, а группой волн разных частот, из которых можно сформировать сигнал требуемой формы. Скорость распространения всей группы волн отличается от скорости одной волны и определяется по формуле

$$v_{\text{гр}} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (7)$$

Чтобы не путать эти два понятия, скорость, определяемую по формуле (1), называют фазовой (отсюда индекс «ф»), а по формуле (7) — групповой (индекс «гр»). В вакууме $n = 1$, а производная $dn/d\omega = 0$. Поэтому в вакууме $v_\phi = v_{\text{гр}} = c$. Для плазмы же после вычисления $dn/d\omega$ с помощью (6) легко убедиться, что

$$v_\phi v_{\text{гр}} = c^2$$

Поскольку $v_\phi > c$, $v_{\text{гр}} < c$, т.е. радиосигнал передается, как и должно быть, со скоростью меньшей c . При приближении ω к ω_p со стороны высоких частот $v_\phi \rightarrow \infty$, а $v_{\text{гр}} \rightarrow 0$. Поэтому при $\omega \leq \omega_p$ сигнал в плазме вообще не распространяется.

Радиоволны в магнитоактивной плазме

В космосе повсюду существуют магнитные поля. Они создаются электрическими токами (потоками заряженных частиц) и намагниченными небесными телами, к которым относится и наша Земля. Основное маг-

нитное поле в ионосфере — это геомагнитное поле. О нем знает каждый, кто хоть раз пользовался компасом.

Нам предстоит выяснить, как изменится формула (6), если учесть, что плазма находится в постоянном магнитном поле (такую плазму называют *магнитоактивной*). Мы уже знаем, что дисперсионные свойства среды, т.е. вид функции $n(\omega)$, теснейшим образом связаны с собственными частотами колебаний электронов. При отсутствии постоянного магнитного поля плазменные электроны движутся (колеблются) одинаковым образом в любом направлении. Собственная частота таких изотропных (не зависящих от направления скорости) колебаний определяется формулой (5). Если же плазма находится в магнитном поле \vec{B}_0 , то характер движения электронов радикально меняется: появляется очень сильная зависимость от направления скорости \vec{v} .

Напомним, что магнитное поле не оказывает силового воздействия на неподвижные заряды и заряды, движущиеся вдоль линий магнитной индукции. Те же заряды, которые движутся перпендикулярно \vec{B}_0 , испытывают силовое воздействие в направлении, перпендикулярном \vec{v} и \vec{B}_0 (сила Лоренца). Величина этой силы, действующей на электрон, равна

$$F_N = ev_{\perp} B_0, \quad (8)$$

где v_{\perp} — проекция вектора скорости \vec{v} на плоскость, перпендикулярную \vec{B}_0 .

Разложим произвольную скорость электрона \vec{v} на продольную и поперечную составляющие: $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$. Движение вдоль \vec{B}_0 происходит точно так же, как и при отсутствии магнитного поля, поэтому продольная составляющая \vec{v}_{\parallel} не «чувствует» присутствия \vec{B}_0 . Колебания электронов в этом направлении характеризуются той же самой частотой ω_p , которая была определена ранее (формула (5)).

Совсем иначе движутся электроны в поперечной плоскости. Поскольку сила Лоренца перпендикулярна \vec{v}_{\perp} , величина скорости не меняется, но траектория все время искривляется. В результате электрон движется по окружности, ра-

диус которой обозначим через ρ , а частоту вращения — через ω_B . Тогда $v_{\perp} = \rho\omega_B$, и

$$F_N = e\rho\omega_B B_0.$$

Снова вернемся к нашей исходной формуле (3), заменив в ней ω_0 на ω_B , l на ρ , а F_g на F_N . В результате получим

$$\omega_B = \sqrt{e\omega_B B_0/m}$$

и, следовательно,

$$\omega_B = \frac{eB_0}{m}. \quad (9)$$

Эта частота носит название *гирос частоты*, или *ларморовской частоты* электронов. В ионосфере $B_0 \sim 40$ мкТл и $\omega_B \sim 10^6$ с⁻¹. Эта частота попадает в радиодиапазон, и магнитное поле Земли будет оказывать существенное влияние на распространяющиеся в ионосфере радиоволны, если их частота ω окажется близкой к ω_B .

Нам остается выписать формулы для коэффициента преломления магнитоактивной плазмы. Здесь дело обстоит не так просто, потому что скорость распространения радиоволны зависит от того, в каком направлении относительно \vec{B}_0 происходит распространение. Кроме того, играет роль и структура электрического поля радиоволны — так называемая *поляризация*. Мы ограничимся рассмотрением только продольного распространения волны вдоль \vec{B}_0 . Но и в этом случае имеются не одна, а две формулы для коэффициентов преломления (для волн разной поляризации), которые приводятся здесь без вывода:

$$n_1 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_B)}}, \quad (10)$$

$$n_2 = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_B)}}. \quad (11)$$

Волны обыкновенные и необыкновенные

Условие резонанса, ранее сформулированное как совпадение частоты радиоволны с собственной частотой колебаний электронов (в данном случае $\omega = \omega_B$), является необходимым, но недостаточным. Надо еще, чтобы структура электрического поля радиоволны (поляризация) соответствовала характеру движения электронов. Поскольку электроны вращают-

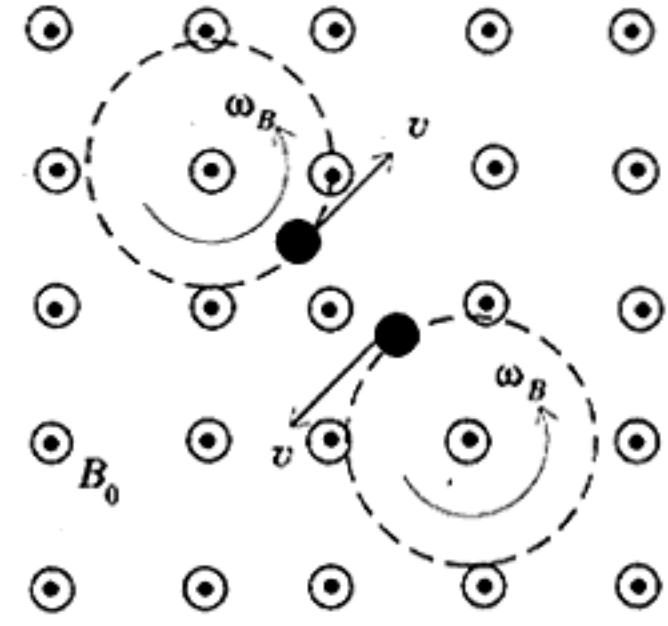


Рис. 1. Электроны в магнитном поле вращаются в одном и том же направлении при любой начальной скорости. Магнитное поле \vec{B}_0 направлено вверх из плоскости чертежа

ся вокруг линий магнитной индукции \vec{B}_0 (рис. 1), надо, чтобы электрическое поле радиоволны тоже вращалось. Но электрическое поле может вращаться в ту или иную сторону в зависимости от способа возбуждения радиоволны. Только в том случае, когда направления вращения электронов и поля совпадают, возникает резонанс на частоте $\omega = \omega_B$. При этом, как следует из (10), коэффициент преломления $n_1(\omega)$ бесконечно возрастает. В действительности, конечно, рост n_1 ограничен, и мы могли бы определить его предельное значение, если бы учли соударения электронов с другими частицами.

Мы вскоре убедимся, что волна с коэффициентом преломления n_1 обладает весьма необычными свойствами. Поэтому ее называют *необыкновенной* волной. Если электрическое поле волны вращается в противоположном направлении, никаких особенностей при $\omega = \omega_B$ ожидать не следует. Действительно, формула (11) для n_2 подтверждает этот вывод. Вообще, свойства волны n_2 очень слабо отличаются от свойств волны в плазме без магнитного поля. Отсюда следует принятое для нее название — *обыкновенная* волна.

Особенности волн n_1 и n_2 четко обнаруживаются на низких частотах. Напомним, что в плазме без магнитного поля радиоволна с частотой $\omega < \omega_p$ не может распространяться, так как подкоренное выражение в (6) становится отрицательным. Тем же свойством обладает и обыкновенная волна n_2 , только предельно низкая частота определяется несколько иным неравенством: $\omega(\omega + \omega_B) < \omega_p^2$.

Совсем иначе ведет себя необыкновенная волна. Если $\omega < \omega_B$, второе слагаемое в подкоренном выражении в (10) становится положительным и никаких ограничений со стороны низких частот для необыкновенной волны не существует. Легко убедиться, что при распространении в ионосфере радиоволн килогерцевого диапазона выполняются следующие сильные неравенства: $\omega \ll \omega_B$ и $\omega \ll \omega_p^2 / \omega_B$. При этом в формуле (10) для n_1 можно отбросить 1 в подкоренном выражении и записать ее в таком упрощенном виде:

$$n_1 \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{\omega \omega_B}}. \quad (12)$$

Напомним, что в плазме без магнитного поля коэффициент преломления всегда меньше 1. Здесь же, в силу сформулированных выше неравенств, $n_1 \gg 1$. Это означает, что рассматриваемая волна имеет очень малую по сравнению с c скорость ($v_\phi = c/n_1 \ll c$). Чтобы наглядно представить себе ее структуру, изобразим напряженность электрического поля волны в виде стрелки \vec{E} и проследим за ее движением. Просматривая такой «мультифильм», мы увидели бы, что начало стрелки движется со скоростью v_ϕ вдоль линий магнитного поля \vec{B}_0 , а ее конец вращается вокруг \vec{B}_0 с угловой скоростью ω , причем вектор \vec{E} все время остается перпендикулярным \vec{B}_0 (рис.2).

Одновременно участие в поступательном и круговом движениях приводит к тому, что конец вектора \vec{E} описывает винтовую спираль. Этим объясняется ее название — спиральная, или геликоидальная, волна (кратко — геликон). В литературе встречаются и другие синонимы: свистовая волна, просто свист или вистлер (от англ. whistle — свистеть). Одна-

ко последняя терминология не имеет никакого отношения к структуре электрического поля, а связана со своеобразными природными явлениями, в которых участвуют спиральные волны. Мы имеем в виду так называемые свистящие атмосферерики. Именно они и используются для осуществления «наземно-космических» исследований, о которых мы обещали рассказать.

Свистящие атмосферерики

Атмосферерики — это естественные электрические разряды в атмосфере, связанные в основном с молниями. С ними легко познакомиться, включив радиоприемник во время грозы: треск и шум в нем — результат атмосферериков. Природа этих помех хорошо известна. При грозовом разряде возникают не только вспышки молний и раскаты грома, но и мощное радиоизлучение в широком диапазоне частот. Впервые это излучение было обнаружено еще в 1895 году, когда заработал грозоотметчик А.С.Попова. Из-за слабой чувствительности первые аппараты были способны обнаруживать только ближние грозы, но после изобретения ламповых усилителей появилась возможность регистрировать разряды молний на очень больших расстояниях. Тогда-то, в 1919 году, и появились первые сообщения о специфических радиосигналах, получивших название свистящих атмосферериков.

Атмосферерики — радиоимпульсы с быстро меняющейся частотой, лежащей в килогерцевом диапазоне. Приемник, предназначенный для их регистрации, представляет собой просто усилитель низкой частоты (без детектора!). После усиления в приемнике импульсы воспринимаются на слух как своеобразный свист — отсюда их название.

Характерное время изменения частоты в одном импульсе составляет доли секунды — секунду, а периоды колебаний $T = 1/f$ значительно короче — порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ с. Поэтому можно говорить о «мгновенной частоте» $f(t)$ для данного момента времени t . Далее мы убедимся, что зависимость частоты от времени несет на себе информацию о параметрах космической плазмы на расстояниях в тысячи километров от Земли.

Как правило, регистрируются не одиночные сигналы, а серии импульсов, следующих друг за другом с интервалами, также измеряемыми секундами. Вскоре после открытия свистящих атмосферериков стало ясно, что вся серия порождается одним атмосферным разрядом и представляет собой многократные эхо-сигналы. Но как объяснить столь длительные (секундные) задержки? В пределах земного шара просто нет таких больших расстояний. Ведь даже кругосветное эхо радиоволны, бегущей со скоростью света, появляется примерно через 0,13 с. Решающая гипотеза была высказана только в начале 50-х годов. Суть ее заключается в предположении, что импульсы распространяются от молнии к приемнику не вдоль земной поверхности, а через космическое пространство по линии магнитного поля Земли между магнитосопряженными точками¹ (рис.3). Если разряд произошел недалеко от приемника, сначала регистрируется первичный атмосферерик (он проходит вдоль Земли и воспринимается на слух как кратковременный треск, который называют сфериком), а спустя некоторое время — свист, прошедший по магнитной линии до

¹ Магнитосопряженные точки — точки на поверхности Земли, лежащие на одной магнитной линии.

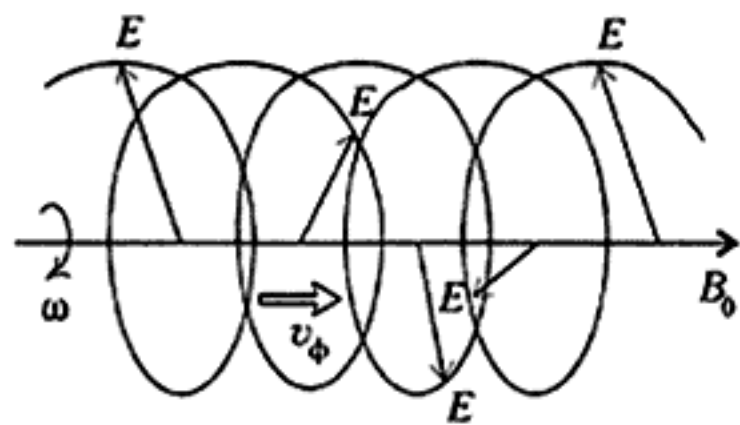


Рис.2. Спиральная волна, распространяющаяся в плазме вдоль постоянного магнитного поля \vec{B}_0 с фазовой скоростью v_ϕ . Конец вектора \vec{E} описывает спираль, вращаясь с угловой скоростью ω

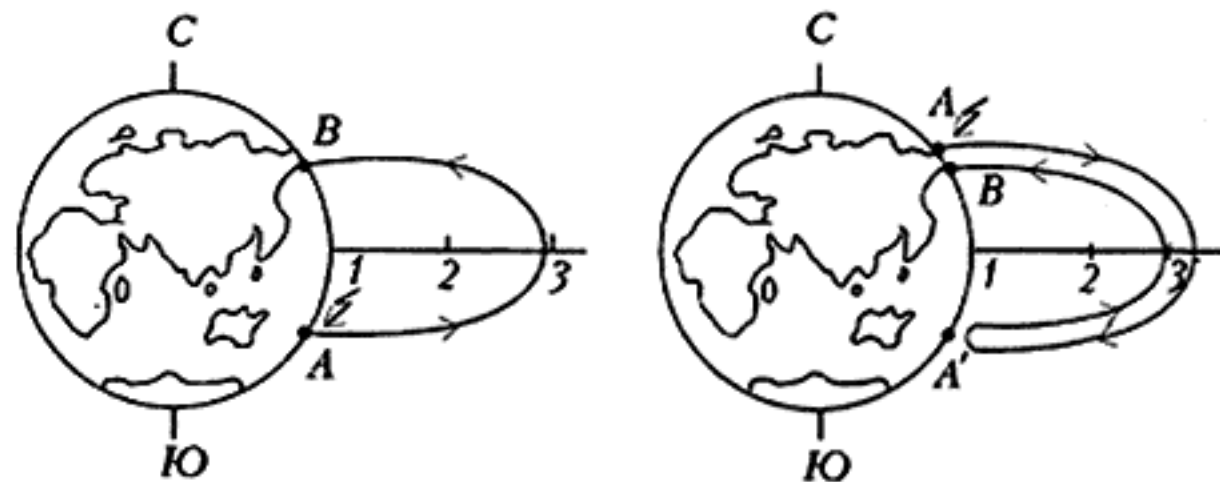


Рис.3. Схемы возникновения короткого (слева) и длинного (справа) свистов. Здесь А — место разряда молнии, В — приемник, А' — точка отражения сигнала. Расстояние указано в радиусах Земли

противоположного полушария и возвратившийся после отражения от Земли тем же путем (длинный свист). Когда молния и приемник находятся в разных полушариях, сферик отсутствует, и сразу же регистрируется свистящий атмосферик (короткий свист). В обоих случаях часто наблюдаются многократные эхо (до 20 отражений) с соотношениями интервалов 2 : 4 : 6... — для длинных и 1 : 3 : 5... — для коротких свистов (см. рис.3).

Предположение о распространении вдоль геомагнитных линий естественным образом объясняет также и такие особенности свистов, как возрастание времени задержки сигналов с географической (точнее, с магнитной) широтой места наблюдения и редкие появления свистов в низких широтах. Важным подтверждением высказанной гипотезы явились эксперименты с искусственными источниками, выполненные впервые в 1958 году. Сигналы передатчика, работающего на частоте 15,5 кГц, принимались в другом полушарии с задержкой $t \approx 0,7$ с, свистящие атмосферик, зарегистрированные на той же трассе и частоте, имели такую же задержку. Она соответствовала расчетной длине геомагнитной линии.

Наблюдаемую задержку можно объяснить с помощью ранее полученных результатов. Напомним, что сигнал распространялся в плазме с групповой скоростью $v_{гр}$, которая вычисляется по формуле (7). Если воспользоваться упрощенным выражением (12) для коэффициента преломления свистовой волны, то легко убедиться, что

$$\omega \frac{dn}{d\omega} = -\frac{n_1}{2},$$

и

$$v_{гр} = 2v_{ф} = \frac{2c}{n_1} = \frac{2c\sqrt{\omega\omega_B}}{\omega_p}.$$

Длина трассы L и время задержки t связаны друг с другом обычным соотношением $L = v_{гр}t$. Однако следует учесть, что значения ω_B и ω_p меняются вдоль трассы, а вместе с ними изменяется и величина $v_{гр}$. Поэтому в приведенной выше формуле надо взять некоторое среднее значение $v_{гр}$. Можно ориентироваться на следующие, характерные для высот в несколько тысяч километров, величины индукции магнитного поля и электронной концентрации: $B_0 \sim 40$ мкТл, $N_0 \sim 10^9$ м⁻³. Взяв также частоту

$\omega \sim 10^4$ с⁻¹, найдем $n_1 \sim 10$ и $v_{гр} \sim 6 \cdot 10^7$ м·с⁻¹. Если учесть, что длина магнитной линии между магнитосопряженными точками в рассматриваемом эксперименте была равна $L \approx 40$ тыс. км, то найденной выше групповой скорости соответствует время задержки $t = L/v_{гр} \sim 0,67$ с, что хорошо согласуется с наблюдениями и подтверждает предположение о том, что свистящий атмосферик — это те самые спиральные волны в магнитоактивной плазме, о которых мы ранее рассказывали.

Не представляет труда рассчитать и функциональную связь между временем задержки и частотой сигнала. Для этого подставим в формулу $t = L/v_{гр}$ найденное ранее значение $v_{гр}(\omega)$. В результате получим $t = L\omega_p / (2c\sqrt{\omega\omega_B})$. Эту формулу обычно записывают в виде

$$t = \frac{D}{\sqrt{f}}$$

где $D = L\omega_p / (2c\sqrt{2\pi\omega_B})$. Коэффициент D не зависит от частоты, но зависит от параметров плазмы и длины трассы, по которой проходит атмосферик. Этот коэффициент носит название дисперсии свиста. Его определяют экспериментально, анализируя зависимости $f(t)$, т.е. спектрограммы свистящих атмосфериков (рис.4). Потом по найденному значению D делают выводы о величине электронной концентрации и индукции магнитного поля.

Связь свистящих атмосфериков с разрядами молний не вызывает сомнения, но существует кажущееся противоречие, которое следует разъяснить. На земном шаре бушуют одновременно приблизительно 2000 гроз и вспыхивают в среднем около 100 молний в секунду. В то же время темп регистрации свистов в средних широтах характеризуется единицами в минуту. Почему же столь различно число молний и число свистов? Дело вот в чем. Не каждый разряд порождает свистящий атмосферик, который можно обнаружить в данном пункте наблюдения. Для обнаружения необходимо, чтобы приемник располагался не очень далеко либо от места разряда, либо от его магнитосопряженной точки. Однако грозы распределены на земном шаре очень неравномерно. Чаще всего они происходят в экваториальных районах, но именно там свисты не наблюдаются из-за неподходящей геометрии геомагнитного поля (магнитные линии мало удаляются от поверхности Земли). Существует еще одна причина снижения темпа регистрации. Свистящий атмосферик возникает только тогда, когда радиоимпульс захватывается магнитной линией — «прилипает» к ней. Но для этого нужны особые условия, которые отнюдь не всегда реализуются. Для «прилипания» необходимо, чтобы существовали плазменные неоднородности, вытянутые вдоль магнитного поля. Правда, даже в однородной магнитоактивной плазме направление потока энергии

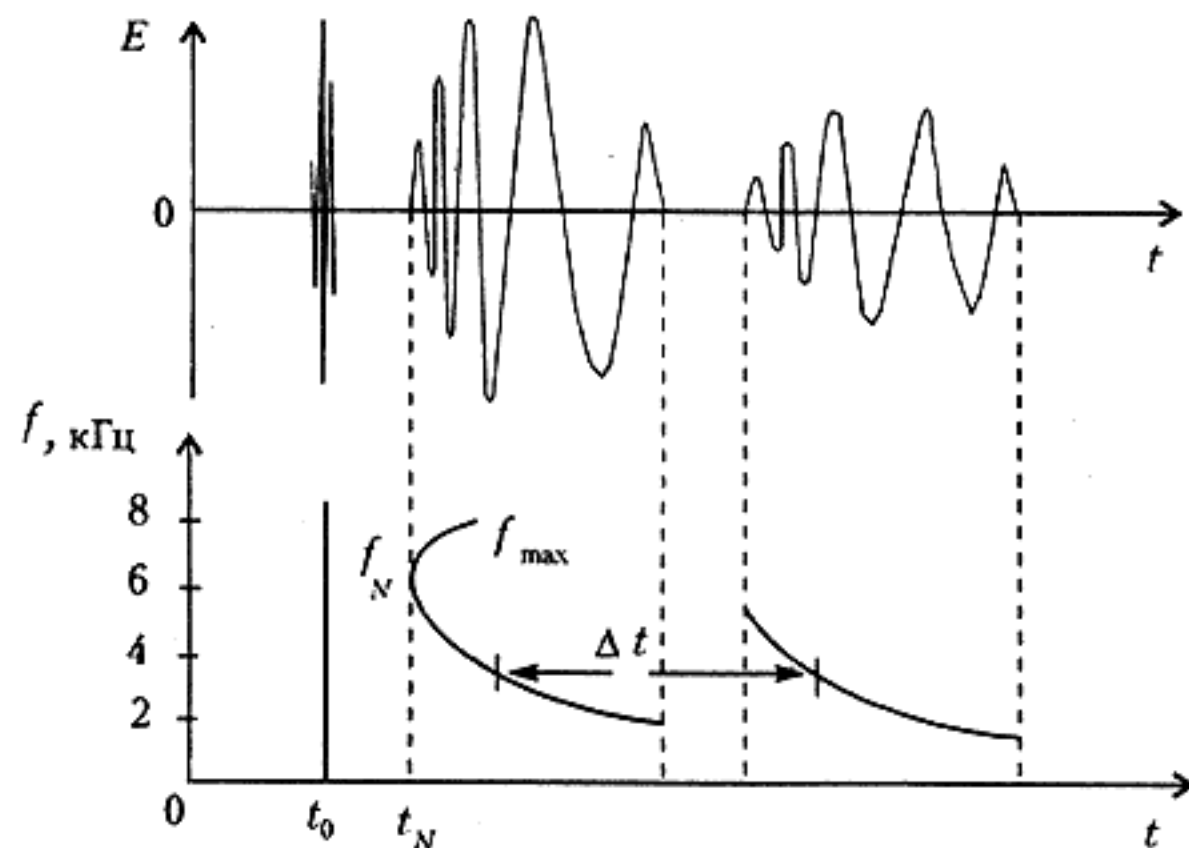


Рис.4. Свистящий атмосферик (сверху) и его спектрограмма. В момент t_0 произошел разряд молнии, который возбудил одновременно все частоты (вертикальная линия на нижнем графике); в момент t_N появился «нос» атмосферика. Спустя некоторое время Δt приходит сигнал, отраженный от магнитосопряженной точки в другом полушарии

гии спиральной волны приближается к направлению \vec{B}_0 . Расчеты показывают, что предельный угол отклонения групповой скорости от этого направления близок к 20° , если частота ω много меньше гирочастоты ω_B . Однако само по себе это обстоятельство не обеспечивает распространения свиста вдоль линии геомагнитного поля. Вот при наблюдениях свистящих атмосфериков со спутника число их значительно выше, чем при наземной регистрации, так как на космическом аппарате принимаются все сигналы, а не только те, которые захватываются в волноводный канал.

Измерение параметров космической плазмы

Геомагнитная линия, вдоль которой распространяется свистящий атмосферик, может удаляться от поверхности Земли на десятки тысяч километров в зависимости от геомагнитной широты пункта наблюдения. Поэтому изменения, которые происходят с радиоимпульсом на пути его следования, несут информацию о свойствах среды на очень больших высотах. Вычисляя запаздывание сигнала в неоднородной плазме, можно показать, что дисперсия D как бы набирается по всей траектории сигнала, причем вклад тех участков траектории, где поле B_0 мало, особенно велик. Такое утверждение станет понятным, если вспомнить, что в формуле для D частота ω_B стоит под корнем в знаменателе, и, следовательно, $D \sim 1/\sqrt{B_0}$. Из-за этого, хотя определить непосредственно плотность плазмы на различных высотах по измеренной величине D нельзя (в формулу входит только интегральная концентрация вдоль всей трассы), можно проконтролировать правильность тех или иных моделей распределения N_0 с высотой. Особенно ценно то, что, благодаря быстрому убыванию B_0 с удалением от Земли, основной вклад в дисперсию дают значения N_0 в окрестности вершины траектории, т.е. на самых больших высотах.

Свистящие атмосферики уже сыграли и продолжают играть заметную роль в исследованиях околоземного космического пространства. Полученные с их помощью данные привели к пересмотру сложившихся ранее пред-

ставлений об ограничении ионосферы Земли самым большим несколькими тысячами километров. Вывод о достаточно высокой концентрации электронов на больших расстояниях вытекал из анализа свистов, а в дальнейшем получил непосредственное подтверждение в прямых измерениях на спутниках и ракетах.

Интересна история открытия так называемого «колена» — резкого уменьшения электронной плотности на высоте 15–25 тыс. км (рис.5). Здесь проходит граница внутренней области магнитосферы, заполненной сравнительно плотной плазмой ($N_0 \geq 10^8 \text{ м}^{-3}$), вращающейся вместе с Землей. Доказательства существования столь обширной плазменной оболочки Земли дали измерения на советской космической ракете в 1959 году и на американском спутнике «Эксплорер-1» в 1963 году. Результаты, получаемые с помощью свистящих атмосфериков, также подтверждают наличие «колена» и дают возможность регулярно регистрировать границу области с точностью до 0,1 радиуса Земли.

Мы проиллюстрировали работоспособность свистов на примере определения электронной концентрации. При этом использовалось соотношение (13), которое, напомним, справедливо в ограниченном интервале частот — примерно от 1 до 7 кГц. На более высоких частотах нарушится условие $\omega \ll \omega_B$, использованное при выводе приближенной формулы для $n_1(\omega)$, а ограничение по частоте снизу связано с тем, что мы с самого начала пренебрегали движением ионов.

Если диапазон частот, в котором регистрируется атмосферик, расширить, то открываются дополнительные возможности, о которых мы здесь только упомянем. Часто наблюдаются свистящие атмосферики с минимальным временем прихода на определенной частоте, которая называется носовым свистом (частота f_N на рисунке 4). Далее возникают две ветви спектрограммы: восходящая с обрывом на некоторой частоте f_{max} и нисходящая, переходящая в исследованную нами область. В этом диапазоне частот, где $\omega \lesssim \omega_B$, влияние магнитного поля проявляется сильнее, и

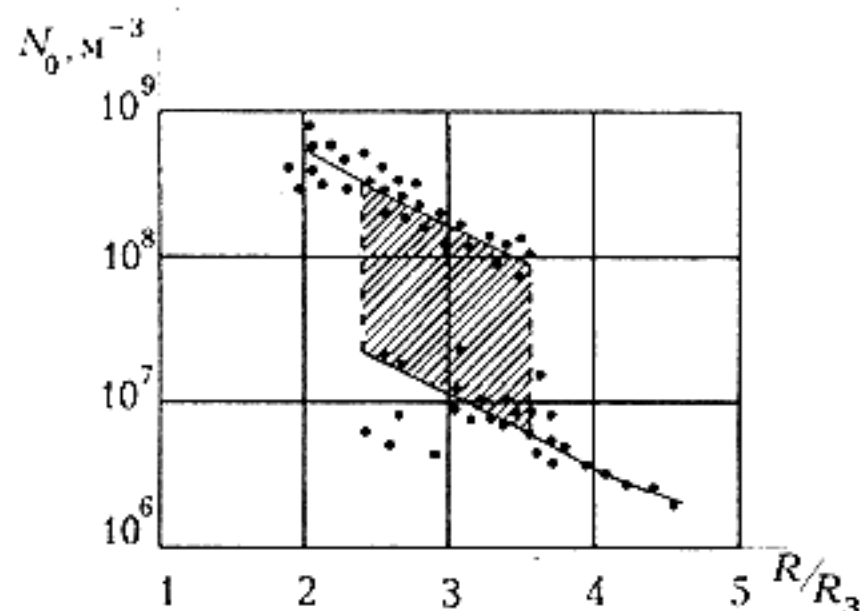


Рис.5. Резкое изменение электронной концентрации («колена») на границе внутренней области магнитосферы (заштрихованная область). Экспериментальные точки получены с помощью свистящих атмосфериков. Расстояние от Земли выражено в земных радиусах

здесь свист играет роль своеобразного «магнитометра».

На очень низких частотах наблюдаются так называемые «ионные свисты». Их спектрограммы несут информацию о массах ионов, что позволяет по существу выполнить химический анализ газа на расстояниях в десятки тысяч километров от Земли. Но и это еще не все. Более точные формулы для $n_1(\omega)$ включают в себя зависимость от температуры электронов, а это открывает возможности использования свистов как дистанционных «термометров».

Подведем итоги нашего рассказа. Создание ракет и космических кораблей, оснащенных сложными измерительными приборами, заслуженно вызывает восхищение перед возможностями человеческого разума. Но разве менее удивителен тот факт, что стоило «только» хорошо подумать, и очень много о космосе удалось узнать, не покидая поверхности Земли. Сама природа обеспечила нам возможность дистанционных космических измерений, создав мощные радиопередатчики — молнии и проложив тысячекilометровые каналы — волноводы вдоль геомагнитных линий от одного полушария Земли к другому через космос. Все это существовало столько лет, сколько существует наша планета, но только изобретение радио позволило воспользоваться столь удивительным «инструментом».