

ФОРМА СПЕКТРА НИЗКОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА, РЕГИСТРИРУЕМОГО ПРИ МОДУЛИРОВАННОМ НАГРЕВЕ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

И.Х. Ковалева

Проведёно теоретическое рассмотрение временных зависимостей нагрева электронов в области D ионосферы при модулированном воздействии высокочастотной волны накачки. Получена характерная форма спектра, возникающая за счёт модулированного нагрева электронов. Показано, что модулированный нагрев электронов не может дать наблюдаемый в экспериментах спектр в области низких частот и, следовательно, не может объяснить эффект демодуляции.

Введение

Работа мощных радиопередатчиков приводит к возмущениям ионосферной плазмы над ними. Исследования этого типа антропогенного воздействия на ионосферу проводятся на нагревных стендах типа HAARP, EISCAT, СУРА и др. Несколько десятилетий назад при воздействии на ионосферу высокочастотным сигналом, модулированным с частотами ~ герц-килогерц, на Земле был зарегистрирован низкочастотный сигнал. Этот эффект назван эффектом демодуляции. Процесс демодуляции имеет аналогию с работой радиоприёмника. Для передачи сигнала модулируют низкой частотой высокочастотный сигнал мощной волны накачки, воздействующей на ионосферу (аналогично модуляции звуковыми сигналами несущей частоты при передаче радиосигнала). Ионосфера откликается излучением электромагнитного сигнала на той низкой частоте, которой был модулирован высокочастотный сигнал. Тогда же была высказана гипотеза о том, что низкочастотный сигнал воз-

никает при модуляции крупномасштабных ионосферных токов, возникающей в результате модуляции температуры электронов и, следовательно, проводимости. При этом как рабочие высоты рассматривались высоты области D и нижней части E. Предполагалось, что наибольший по интенсивности сигнал можно получить при модулированном нагреве полярного электроджета. Однако последующие эксперименты показали, что эффект имеет гораздо более сложные зависимости от условий эксперимента. Позднее [Papadopoulos, Chang 2010] была высказана гипотеза о существовании двух механизмов демодуляции, второй из которых локализован в F области ионосферы и не связан с электроджетом. Предлагались различные модели демодуляции и другими авторами. Дискуссии о реализации того или другого механизма демодуляции продолжаются по настоящее время. Так как при реализации модулированного нагрева происходит последовательный нагрев и остывание электронов, происходящие на разных высотах ионосферы с разной скоростью, то форма периодического изменения температуры электронов будет меняться с высотой. Следовательно, генерации сигнала по первому механизму должна быть свойственна вполне определённая форма спектра (в частности, ширина пика). Сопоставление формы спектров, регистрируемых в экспериментах со спектрами, получаемыми в модельных расчётах нагрева электронов на разных высотах ионосферы, может дать дополнительные аргументы в пользу той или другой гипотезы.

Ранее уже проводились расчёты нагрева электронов в D области ионосферы [Kero, Bosinger, Pollari, Turunen, Rietveld, 2000; Rodrigues, Inan, 1994]. Однако эти расчёты используют целый ряд недостаточно обоснованных упрощений. Например, предполагается, что потерей импульса при упругих столкновениях с тяжёлыми частицами можно пренебречь, хотя несопоставимо большое количество тяжёлых частиц (10^{13} – 10^{15}) по сравнению с количеством электронов 10^4 – 10^5 делает этот член сопоставимым с остальными членами уравнения. Нейтральные частицы плазмы рассматриваются как резервуар бесконечной ёмкости, куда уходит энергия электронов. На самом деле нейтральные молекулярные компоненты плазмы находятся в динамическом равновесии по колебательным возбуждённым состояниям с температурой электронов и молекулы могут не только принимать энергию от электронов, но и отдавать накопленную энергию электронам в столкновениях второго рода. В настоящей работе проведено более детальное моделирование нагрева электронов методом, применяющимся при исследовании газовых разрядов. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов дополнено системой уравнений колебательной кинетики. В первом разделе рассмотрены теоретические основы моделирования изменений температуры электронов. Во втором разделе обсуждаются результаты, на основе которых в заключении делаются выводы о невозможности объяснения экспериментальных данных по данному механизму демодуляции.

Теоретические основы моделирования нагрева электронов в D области ионосферы

Наиболее полное представление о спектре электронов во всей области энергий дает кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Как уже было отмечено ранее, для низкоэнергичной части распределения удобен подход, используемый в физике газовых разрядов. В этом случае кинетическое уравнение для ФРЭЭ в квазистационарном случае в локальном приближении в предположении незначительного отклонения распределения

от максвелловского удобно интерпретировать как изменение потоков электронов вдоль энергетической оси [Сон, 1991; Коновалов, Сон, 1980, 1987; Горбунов, Колоколов, Кудрявцев, 1991; Golubovskii, Maigorov, Beknke², Behnke¹, 2000]:

$$\sqrt{\varepsilon} \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial \varepsilon} + \sum S_k + q_{ist} \quad (1)$$

Здесь q_{ist} – скорость возникновения электронов под действием внешних источников и исчезновения в процессах рекомбинации; $\sum S_k$ – члены, связанные с неупругими колебательными и электронными возбуждениями молекул и атомов.

Поток j включает в себя такие процессы, которые характеризуются малым изменением энергии электронов в элементарных актах взаимодействия. К таким процессам относятся упругие и неупругие столкновения электронов с молекулами газа, электрон-электронные столкновения. Тогда $j = \sum j_i$ и каждое из слагаемых представляется разностью диффузионного и конвективного потоков:

$$j_i = -\sqrt{\varepsilon} D_i \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} - \sqrt{\varepsilon} \mu_i f,$$

где D_i и μ_i – коэффициенты диффузии и подвижности электронов при их движении вдоль энергетической оси вследствие i -го процесса. Дополнительный диффузионный член дает присутствие электрического поля E_{eff} .

Таким образом, уравнение для ФРЭЭ можно представить в виде диффузионного уравнения в энергетическом пространстве, где можно совместить все виды взаимодействия, приводящего к формированию распределения электронов по энергиям с одновременным учетом потерь энергии, приводящим к изменению свойств плазмы. В используемой нормировке уравнение имеет форму вида:

$$A\sqrt{u} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u} \left[D(u) \frac{\partial f}{\partial u} + \mu(u) f \right] + S + q_{ist} \quad (2)$$

Здесь $u = \frac{mV^2}{2e}$ энергия в эВ;

$$D(u) = \frac{E_{eff}^2}{3\sum Q} u + D_m(u) + D_e(u) + D_T(u);$$

E_{eff} – эффективное электрическое поле; первое слагаемое в коэффициенте диффузии $D(u)$ определяет накопление энергии под действием электрического поля. Этот процесс в столкновительной плазме носит диффузионный характер. $\sum Q$ – сумма всех сечений рассеяния, приводящих к изменению направления движения; коэффициент диффузии за счёт взаимодействия с молекулами и атомами

$$D_m(u) = \delta Q_m k_B T_n u^2$$

$Q_m = N \cdot v_m$ – сечение упругого рассеяния на молекулах и атомах;

$$D_e(u) = C_0 Q_e k_B T_e u^2; \quad Q_e = N_e \cdot v_e; \quad \mu(u) = \delta Q_m u^2;$$

$S = \sum_{i,j} u f(u) \sigma_{i,j}(u) - (u + v_{i,j}) f(u + v_{i,j}) \sigma_{i,j}(u + v_{i,j})$ – член, учитывающий потери энергии при колебательном и электронном возбуждениях молекул и обратный процесс приобретения энергии при колебательном деовозбуждении. σ_{ij} – сечение колебательного или электронного перехода $i \rightarrow j$; v_{ij} – энергия перехода; q_{ist} – член источника электронов.

Нормировка функции распределения: $\int f(u)\sqrt{u}du = 1$.

В расчете учитываются как переходы с потерей энергии, так и переходы второго рода, когда взаимодействие с колебательно-возбужденной молекулой приводит к росту энергии электрона. Кроме того, учет колебательного возбуждения позволяет одновременно проводить расчет накопления колебательной энергии молекул плазмы.

Колебательная кинетика для каждого шага по времени рассчитывается в локальном приближении без учета возможных дрейфовых движений. Излучательное колебательное девозбуждение молекулярного азота и молекулярного кислорода относится к запрещенным переходам, поэтому радиационной релаксацией колебательного возбуждения пренебрегается. Энергия колебательного возбуждения каждой молекулы сохраняется до тех пор, пока не произойдет соударение молекулы с какой-либо частицей, способной забрать энергию. В кинетике учитываются основные столкновительные каналы ухода энергии. Неупругие соударения между нейтралами и заряженными компонентами плазмы, химические реакции между нейтралами и ионами передают энергию возбуждения в температуру нейтралов и легко излучающим молекулам, таким как NO (главным образом) углекислый газ, озон и др., но эти процессы инерционны. Учет излучательных потерь в полном объеме и деталях, как и всей химии, привел бы только к ещё более медленному процессу повышения средней за период модуляции температуры электронов, более медленному процессу накопления колебательного возбуждения, только замедлил бы процессы нагрева и остывания при сохранении общего характера явления.

Учитываемые факторы, определяющие уровень колебательного возбуждения молекул ионосферной плазмы можно разделить на две группы:

1 – возбуждение и девозбуждение молекул при взаимодействии с электронами. Данный источник формируется интегрированием по распределению электронов с соответствующим каждой энергии сечением колебательного возбуждения каждого перехода;

2 – перераспределение и потери колебательной энергии в результате молекулярных столкновений – VV и VT переходы [Аладьев, Кириллов, 1997; Кириллов, 1997; Гордиец, Жданюк, 1989].

В результате этого в системе уравнений колебательной кинетики присутствуют члены электронных S_e (первый пункт) источников и стоков, члены VV и VT переходов с коэффициентами $Q_{k,k'}^{v,v'}$ и $P_{v,v'}$. Расчет ведется для первых девяти уровней молекулярного азота и семи молекулярного кислорода. Учитываются переходы между соседними колебательными состояниями (V - V переходы). Система уравнений колебательной кинетики имеет следующий вид:

$$\frac{dn_V}{dt} = \sum_K [Q_{K,K+1}^{V+1,V} n_{V+1} n_K - Q_{K+1,K}^{V,V+1} n_V n_{K+1}] - \sum_K [Q_{K,K+1}^{V,V-1} n_V n_K - Q_{K+1,K}^{V-1,V} n_{V-1} n_{K+1}] \quad (3)$$

$$+ N(P_{V+1,V} n_{V+1} - P_{V,V-1} n_V) + S_e(v, \dots, n_K \dots)_{K \neq V} + S_C(v, \dots, n_K \dots)_{K \neq V}$$

Для вероятностей V - V переходов ($Q_{V,V-1}^{I,I+1}$) между молекулами азота и кислорода используются формулы работ [Аладьев, Кириллов, 1997; Кириллов, 1997]. Эффективная температура электронного газа рассчитывалась интегрированием по функции распределения

$$T_e = 2/3 \int_0^\infty u^{3/2} f(u) du$$

Решение уравнения для распределения электронов осуществлялось методом прогонки.

Для расчета системы уравнений колебательной кинетики использовалась программа решения системы дифференциальных уравнений (СДУ) из пакета программ Numerical Recipes. Система уравнений решается методом Розенброка. Интегрирование проводится с автоматическим выбором шага. В качестве модели ионосферы использовалась ионосфера модели MSIS-90 для состава нейтральных компонент плазмы.

Результаты моделирования

При моделировании нагрева использовался источник с временной зависимостью амплитуды электрического поля в виде $E = E_0(1 - \cos(\omega t))$ с амплитудным значением электрического поля 1 В/м и частотой 2 кГц. На рис. 1 приведено распределение электронов, формирующееся при нагреве. Форма распределения подобна формам, получаемым при расчёте процессов в газовых разрядах. На рис. 2 представлена временная зависимость температуры электронов для двух высот ионосферы 100 и 80 км. Хорошо видно, что колебательная форма нагрева электро-

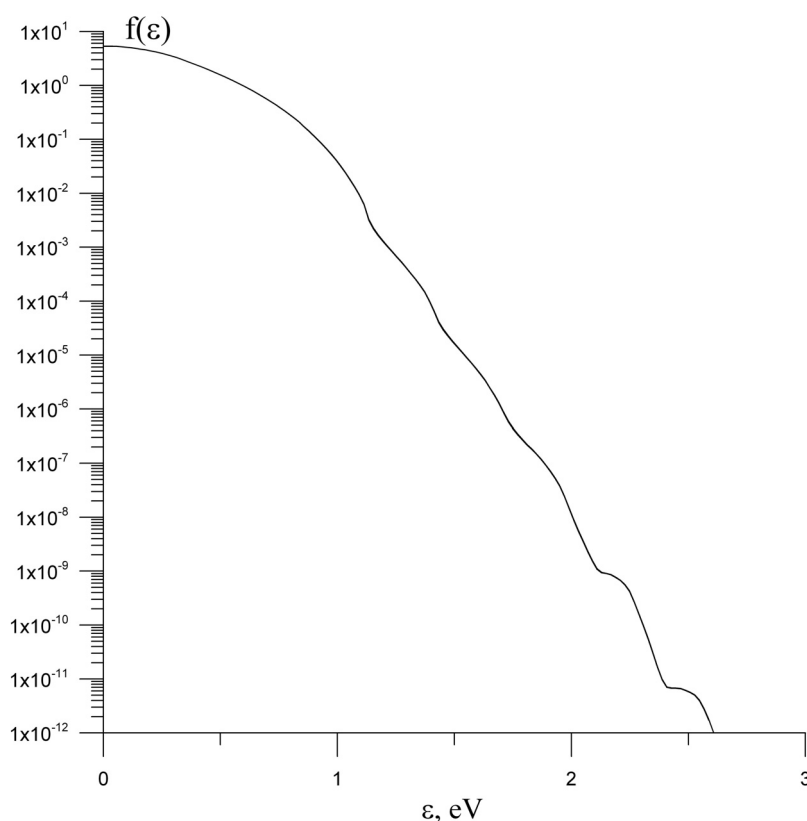


Рис. 1. Распределение электронов по энергиям, формирующееся при нагреве ионосферы высокочастотной волной накачки.

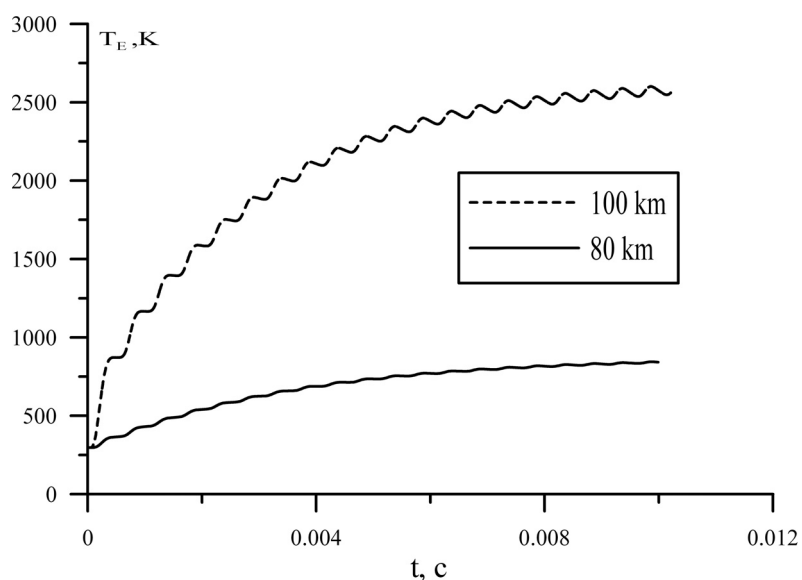


Рис. 2. Временная зависимость эффективной температуры электронов при модулированном нагреве ионосферы с частотой 2 кГц на высоте 80 км – сплошная линия и 100 км – пунктир.

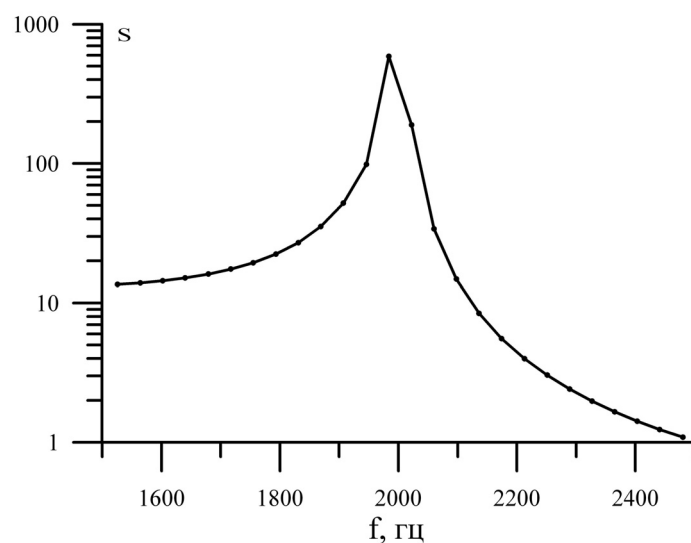


Рис. 3. Частотный спектр изменений температуры электронов при модулированном нагреве с частотой модуляции 2 кГц.

нов сопровождается значительно более интенсивным монотонным накоплением температуры. Это связано с тем, что колебательно-возбуждённые молекулы плазмы играют роль термостата, в котором постепенно накапливается энергия. Процесс остывания электронов в таком случае делается более медленным. При этом чем ниже по высоте ионосферы происходит нагрев, тем слабее выражена перио-

дическая часть изменения температуры электронов. Характерное время выхода электронного газа на стационарную температуру значительно превышает периоды модулированного нагрева. Таким образом, учёт колебательной кинетики и накопления возбуждения нейтральных молекул плазмы привёл к значительному увеличению инерционности процессов нагрева и охлаждения. Спектр, характерный для данного механизма модуляции проводимости, соответствует спектру изменения температуры, представленному на рис. 3. Как и ожидалось, спектр, формируемый за счёт нагрева и экспоненциального процесса остывания электронов, имеет асимметричный широкий пик с более интенсивной низкочастотной частью. Ширина пика на половинной высоте составляет несколько десятков Гц. Не учитывавшиеся процессы химической кинетики только усилили бы приведённые выше характеристики спектра.

Выводы

Экспериментальные измерения спектра низкочастотного сигнала, получаемого в результате процесса демодуляции, регистрировались многократно как на Земле, так и спутниковыми средствами. Примером такой регистрации может быть рис. 3 работы [Фролов, Бахметьева, Беликович и др., 2007], на котором приведён демодуляционный спектр, полученный на стенде СУРА. Ширина экспериментального спектра составляет менее 1 Гц. Детальный спектр (по компонентам волнового магнитного поля), регистрировавшийся 11.11.2010 г. на расстоянии ~500 км к востоку от EISCAT при модулированном нагреве на частоте 230 Гц приведён на рисунках 1.2.2.9–1.2.2.12 отчёта ИДГ РАН [Поклад и др., 2010]. Частотный модуляционный отклик состоит, по крайней мере, из двух очень узких пиков, один из которых локализуется на частоте 229,99 Гц и второй (большой по амплитуде) на частоте 232 Гц; оба шириной менее 0,01 Гц. Аналогичные результаты даёт и спутниковая регистрация сигнала [например Platino, Inan, Bell, Parrot, Kennedy, 2005]. В данной работе приведены спектрограммы, полученные спутником DEMETER над HAARP при работе в режиме модулированного нагрева. При достаточно ограниченной временной выборке тоже получены узкие (менее 4 Гц) спектры, пики которых сдвинуты от частоты модуляции к большим частотам на частоту ~1–2 Гц. Все упомянутые экспериментальные спектры гораздо уже того спектра, какой генерировался бы при модуляции проводимости и ионосферного тока, оценка формы пика которого приведена на рис. 3.

Таким образом, на основе проведённого рассмотрения можно сделать вывод, что механизм демодуляции в этих экспериментах не связан с процессами периодического нагрева и остывания электронов в области D ионосферы. Для объяснения демодуляции необходимо привлечение других моделей, электродинамических и плазменных процессов, не связанных напрямую с колебаниями температуры электронов в области D.

Работа выполнена в рамках программы № 7 ОНЗ РАН.

Литература

Аладьев Г.А., Кириллов А.С. Колебательная кинетика N_2 и O_2 в высокоширотной верхней атмосфере // Космические исследования. 1997. Т. 35. № 3. С. 227–234.

Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Формирование энергетического распределения электронов в плазме послесвечения азота в локальном режиме. // ЖТФ. 1991. Том 61. № 6. С. 52–60.

Гордиец Б., Жданюк С. Неравновесная колебательная кинетика / Под. ред. М. Капителли. М.: Мир. 1989. 391 с.

Кириллов А.С. Скорости плазмохимических процессов с участием колебательно возбуждённых молекул // Космические исследования. 1997. Т. 35. № 2. С. 155–163.

Коновалов В.П., Сон Э.Е. Функция распределения электронов и состав молекулярной плазмы, возбуждаемой пучком электронов // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 2. С. 300–310.

Коновалов В.П., Сон Э.Е. Деградационные спектры электронов в газах: сборник статей под ред. Б.М.Смирнова // Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат. 1987, в. 14, 194 с.

Поклад Ю.В., Рыбнов Ю.С., Ермак В.М., Гаврилов Б.Г., Ляхов А.Н., Пуштарик В.А., Попова О.П., Харламов В.А., Рыбаков В.А., Егшин А.А., Каракчиев В.Д. Отчёт ИДГ РАН, инв. № 31-2010, 2010.

Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука. 1980. 313 с.

Сон Э.Е. Электроны в низкотемпературной плазме. 1990, 457 с.

Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Комраков Г.П., Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н., Терещенко Е.Д., Толмачева А.В., Урядов В.П., Худукон Б.З. Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым излучением // Успехи физических наук. 2007. С. 330–340.

Golubovskii Yu.B., Maiorov V.A., J.Beknke2, J.F.Behnke1. Modeling of the ionization and excitation processes in the positive column of homogeneous atmospheric pressure glow discharge in nitrogen // Contrib. Paper of HAKONE VII, Greifswald, Sept. 10-13. 2000. V. 1. P. 149–153.

Papadopoulos, Chang. 16th annual RF Ionospheric Interactions workwhop, april 20, 2010.

Platino M., Inan U.S., Bell T.F., Parrot M., Kennedy J. DEMETER observations of ELF waves with the HAARP HF transmitter.//Geophys.Res.Lett, 33, L 16101, doi:10.1029/2006GL026462, 2006.