

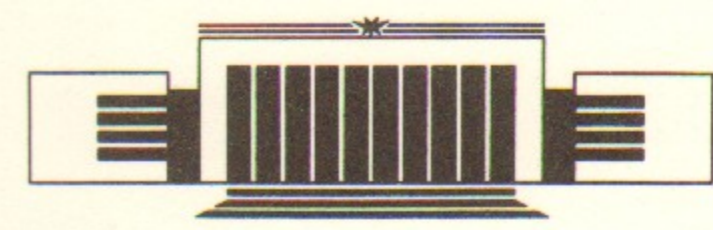
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Д.Д. Рютов, М.П. Рютова

**ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ
В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА**

ПРЕПРИНТ 89-23



НОВОСИБИРСК

Плазма солнечной атмосферы непрерывно подвергается воздействию волн, генерируемых в конвективной зоне. Эти волны вносят важный вклад в энергетический баланс верхней хромосферы и короны (см., например, [1]). В настоящем сообщении будет показано, что поглощение волн может также играть заметную роль в возбуждении в плазме токов и генерации магнитных полей.

Тот факт, что поглощение волн может сопровождаться возбуждением тока, хорошо известен в физике высокотемпературной плазмы и применяется для поддержания тока в тороидальных термоядерных установках (см., например, [2]). Однако выполненные в связи с этим расчеты ориентированы на ситуацию, когда частота столкновений частиц плазмы очень мала, и поглощение волн обусловлено «бесстолкновительными» резонансными эффектами (типа затухания Ландау). В интересующем же нас случае солнечной атмосферы частота столкновений на много порядков превышает частоту колебаний, генерируемых в конвективной зоне, и поглощение этих колебаний обусловлено классическими диссипативными процессами теплопроводности, вязкости, электропроводности, что вносит ряд особенностей в механизм возбуждения тока.

В настоящей работе мы ограничимся эффектами, вызываемыми обычными звуковыми волнами (считая внешнее магнитное поле слабым или рассматривая волны, бегущие вдоль поля). Прежде, чем переходить к вычислениям, выполним численные оценки, относящиеся к некоторой характерной точке переходной области между хромосферой и короной. Положим плотность плазмы n и температуру T равными, соответственно, 10^{10} см^{-3} и 10 эВ . Тогда,

следуя работе [3], получим, что длина l свободного пробега частиц плазмы равна 300 м. В качестве характерной длины волны λ звуковых колебаний примем величину $\lambda = 10^5$ м (т. е. $\lambda \equiv 2\pi\lambda = 600$ км). Мы видим, что длина свободного пробега l с большим запасом удовлетворяет не только неравенству $l \ll \lambda$, но и значительно более сильному неравенству

$$l \ll \lambda \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \quad (1)$$

где m_i и m_e — массы иона и электрона. Неравенство (1), как легко проверить, автоматически гарантирует малость времени выравнивания температур электронов и ионов по сравнению с периодом звуковой волны. Иными словами, возмущения электронной и ионной температур при условии (1) одинаковы, т. е. скорость звука s может быть вычислена по стандартной формуле для одноатомного газа:

$$s = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{p}{\rho}}, \quad (2)$$

где $p = 2nT$ — давление, а $\rho = m_i n$ — массовая плотность плазмы.

Поглощение длинноволнового звука обусловлено процессами вязкости и теплопроводности. Декремент затухания, определяемый формулой

$$\Gamma = -d \ln W / dt, \quad (3)$$

где W — плотность энергии колебаний, вычислен, например, в книге [4]*):

$$\Gamma = \frac{\omega^2}{s^2} \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) + \frac{2\kappa}{15n} \right], \quad (4)$$

где η и ζ — гидродинамические коэффициенты вязкости, а κ — коэффициент теплопроводности. В нашем случае вязкость определяется ионами, а теплопроводность — электронами, и имеют место оценки:

$$\eta \sim \zeta \sim m_i n l v_{Ti}, \quad \kappa \simeq \kappa_e \sim n l v_{Te}.$$

При этом из (4) видно, что главный вклад в затухание вносит

* Здесь мы говорим о гармонической волне малой амплитуды. Ряд ниже следующих формул имеет более широкую область применимости.

электронная теплопроводность, т. е.

$$\Gamma \simeq \frac{2\omega^2 \kappa_e}{15s^2 n}. \quad (5)$$

Вклад ионных вязкости и теплопроводности в $\sqrt{m_i/m_e}$ раз меньше.

Перейдем собственно к задаче о возбуждении тока. При рассмотрении такой задачи в плазме без столкновений вопрос о том, какому сорту частиц передается импульс поглощаемой волны, решается автоматически: ответ однозначно определяется тем, каким резонансом обусловлено поглощение (например, если электронным — то электронам). В рассматриваемом нами случае плазмы с очень частыми столкновениями ответ на этот вопрос не так прост. На первый взгляд кажется, что импульс должен передаваться электронам, так как именно с электронной теплопроводностью связано поглощение волны. Но масса электронов очень мала, и другой крайний ответ состоит в том, что весь импульс поглощается ионами (так как они очень тяжелые). Как будет показано, правильный ответ — несколько парадоксальным образом — лежит в точности посередине (при этом, естественно, надо понимать, что импульс, который волна передает электронам, в конечном итоге — через силу трения электронов об ионы — передается ионам).

Запишем уравнения движения двухкомпонентной плазмы (см. [3]), выбрав направление распространения волны за ось z :

$$m_i n \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p_i}{\partial z} + enE + 0,71n \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{enj}{\sigma}, \quad (6)$$

$$0 = - \frac{\partial p_e}{\partial z} - enE - 0,71n \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{enj}{\sigma}, \quad (7)$$

где p_i и p_e — давление ионов и электронов, E — электрическое поле, j — плотность тока, σ — проводимость. Третий член в правой части описывает термосилу, а последний — трение между электронами и ионами. Ионной вязкостью в уравнении (6) пренебрегаем, так как она вносит малый вклад в поглощение волны. Возникновение тока j связано с поглощением волны (возмущение тока в колебаниях пренебрежимо мало в силу квазинейтральности плазмы).

Поделим уравнения (6), (7) на n и усредним их по пространственному периоду волны, не проводя линеаризации:

$$m_i \frac{\partial}{\partial t} \langle v_i \rangle = - \left\langle \frac{1}{n} \frac{\partial p_i}{\partial z} \right\rangle + e \langle E \rangle - e \left\langle \frac{j}{\sigma} \right\rangle, \quad (8)$$

$$0 = - \left\langle \frac{1}{n} \frac{\partial p_e}{\partial z} \right\rangle - e \langle E \rangle + c \left\langle \frac{j}{\sigma} \right\rangle \quad (9)$$

(мы допускаем существование в плазме среднего электрического поля). Складывая уравнения, получим

$$m_i \frac{\partial}{\partial t} \langle v_i \rangle = - \left\langle \frac{1}{n} \frac{\partial p}{\partial z} \right\rangle, \quad (10)$$

где $p = p_e + p_i$. Это соотношение выражает собой факт сохранения импульса в системе, причем стоящая справа величина может трактоваться как импульс, теряемый в единицу времени звуковой волной (в расчете на один ион). Соотношение (10) ясно показывает, как электронная теплопроводность приводит к поглощению импульса волн: это происходит вследствие того, что при учете теплопроводности p перестает быть функцией n (как это имело бы место в изэнтропическом случае), и величина $(1/n)(\partial p/\partial z)$ перестает быть полной производной по координате. Для бегущей звуковой волны малой амплитуды (не обязательно гармонической!) теряемый в единицу объема импульс равен (см. [4]) $(-1/s)(\partial W/\partial t)$, откуда находим, что

$$\langle n \rangle \left\langle \frac{1}{n} \frac{\partial p}{\partial z} \right\rangle = \frac{1}{s} \frac{\partial W}{\partial t}.$$

В рассматриваемом нами сильно столкновительном случае, определяемом условием (1), $p_e = p_i$, и мы легко находим интересующую нас среднюю силу, действующую на электронный газ. В расчете на один электрон эта сила равна

$$F_e \equiv - \left\langle \frac{1}{n} \frac{\partial p_e}{\partial z} \right\rangle = - \frac{1}{2s \langle n \rangle} \frac{\partial W}{\partial t}. \quad (11)$$

Как уже отмечалось выше, половина импульса волны передается ионам, а половина — электронам (это прямо следует из условия $p_e = p_i$). Подчеркнем также, что при выводе формулы (11) нигде не использовался факт гармонической зависимости возмущений от координат: формула (11) применима к любой бегущей периодической волне, в том числе и к волне, профиль которой под действием нелинейных эффектов отклоняется от синусоидального.

Мы вычислим F_e в двух предельных случаях: для чисто синусоидальной волны и для волны на конечной стадии нелинейной эволюции (см. [4]), когда ее профиль уже приобрел «пилообразный»

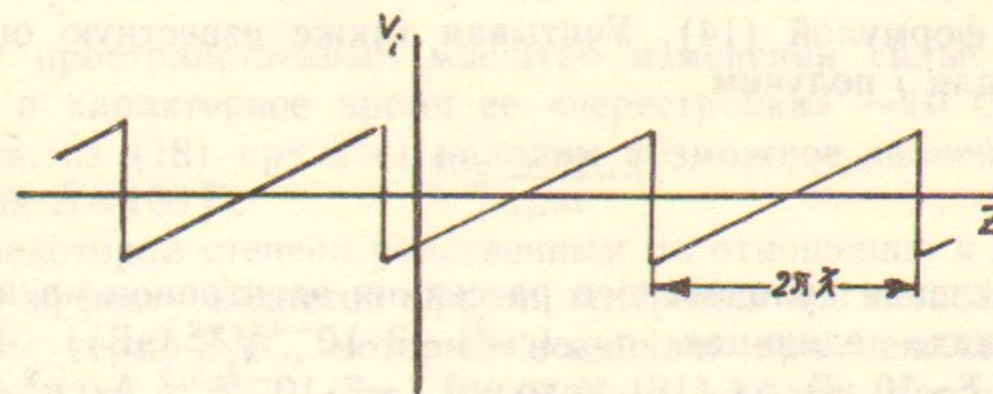


Рис. 1. Профиль скорости в звуковой волне после образования слабых ударных волн.

характер (рис. 1). В первом случае $\partial W/\partial t = -\Gamma W$, где Γ определяется формулой (5), и для силы F_e находим

$$F_e = \frac{m_i s \kappa_e}{15 \lambda^2 n} \xi, \quad (12)$$

где введено обозначение

$$\xi = \frac{W}{\rho s^2}.$$

Во втором случае диссипация энергии происходит на фронте слабых ударных волн и перестает зависеть от κ_e ; согласно [4], имеем

$$\frac{\partial W}{\partial t} = - \frac{8\sqrt{3}}{\pi} \frac{\rho s^2}{\lambda} \xi^{3/2}, \quad (13)$$

$$F_e = \frac{4\sqrt{3}}{\pi} \frac{m_i s^2}{\lambda} \xi^{3/2}. \quad (14)$$

Под W здесь, естественно, понимается плотность энергии, усредненная по периоду волны.

Грубая оценка установившегося тока может быть получена из уравнения (9):

$$j \sim \frac{\sigma F_e}{e}. \quad (15)$$

Имея в виду условия в переходном слое между хромосферой и короной, где, по-видимому, происходит опрокидывание звуковых

волн (вследствие роста их амплитуды из-за спада плотности), и профиль волн становится «пилообразным», воспользуемся для оценки F_e формулой (14). Учитывая также известную оценку κ_e (см. [3]), для j получим

$$j \sim \frac{e v_{Te}}{\lambda \sigma_{кул}} \xi^{3/2}, \quad (16)$$

где $\sigma_{кул}$ — сечение кулоновского рассеяния электронов на ионах (в «практических» единицах $\sigma_{кул} (\text{см}^2) \sim 3 \cdot 10^{-13} / T^2$ (эВ)). Полагая $\lambda = 10^7$ см, $T \sim 10$ эВ, из (16) находим $j \sim 3 \cdot 10^{-6} \xi^{3/2}$ А/см².

Разумеется, чтобы найти пространственное и временное распределения токов и магнитных полей, следует учесть векторный характер силы \vec{F}_e . Пользуясь выражением

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} - \frac{\vec{F}_e}{e} \right)$$

и уравнениями Максвелла, получаем уравнение, определяющее эволюцию магнитного поля (ограничиваемся случаем неподвижной плазмы):

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot} \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \text{rot} \vec{B} \right) - \frac{c}{e} \text{rot} \vec{F}_e. \quad (17)$$

Как это и должно быть, генерация тока и поля возможна, только если сила \vec{F}_e не является чисто потенциальной — иначе в плазме возникло бы электростатическое поле, которое бы в точности компенсировало действие силы \vec{F}_e на электроны. В условиях солнечной атмосферы, вследствие пространственных вариаций интенсивности (и направления) звукового потока, а также плотности и температуры плазмы, вектор \vec{F}_e заведомо будет иметь большую («порядка единицы») соленоидальную составляющую. В иллюстративных целях на рис. 2 показана картина линий тока для воображаемого случая, когда звуковой поток генерируется только на небольшой площади подстилающей поверхности.

Стационарное состояние, в котором ток определяется оценкой (16), устанавливается за время порядка скин-слоя. При $T \sim 10$ эВ скин-слоевое время для масштабов ~ 300 км очень велико — порядка 30 лет. При меньших временах оценку магнитного поля (и тока) следует производить, опуская первый член в правой части уравнения (17):

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{c}{e} \text{rot} \vec{F}_e. \quad (18)$$

Полагая пространственный масштаб изменения силы \vec{F}_e равным 300 км, а характерное время ее «перестройки» $\sim 10^7$ с, $T \sim 10$ эВ, $\lambda \sim 100$ км, из (18) при $\xi \sim 1$ находим возможное значение магнитного поля $B \sim 100$ Гс.

До некоторой степени родственным по отношению к рассматриваемому эффекту является эффект генерации магнитного поля под действием термо-ЭДС, который возникает при неколлинеарности векторов ∇n и ∇T (см. [5]). Наш эффект, вообще говоря, может действовать и в случае, когда $\nabla T \parallel \nabla n$.

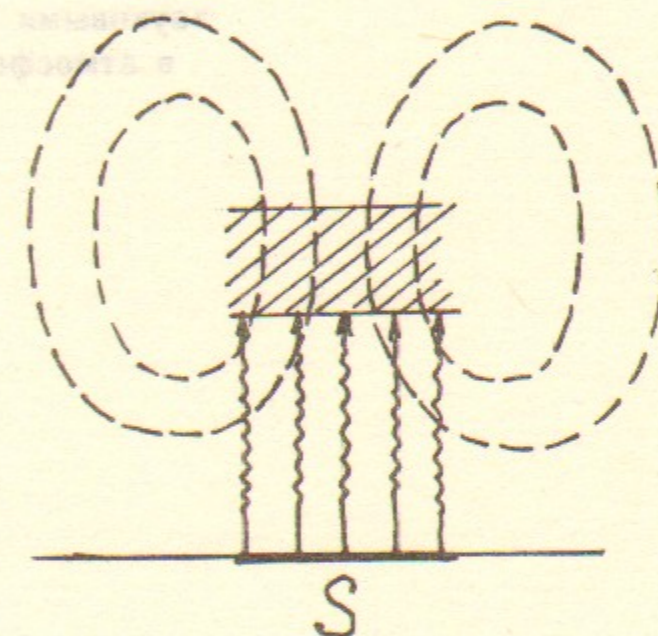


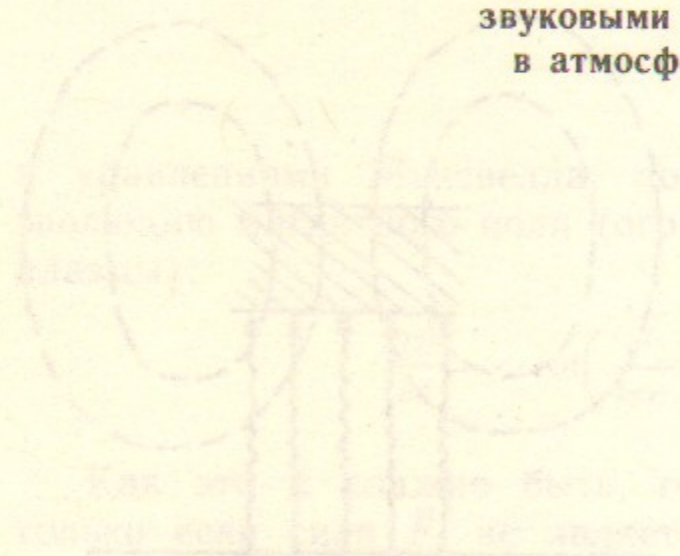
Рис. 2. Генерация тока звуковыми волнами, излучаемыми с ограниченной площади S . Заштрихована область усиленного поглощения, связанного с образованием разрывов. Штриховыми линиями показаны линии тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт Дж., Ходж П. *Астрофизика солнечной системы*. — М.: Мир, 1967.
2. Параил В.В. В сб.: *Высокочастотный нагрев плазмы*. — Горький, Изд-во ИПФ АН СССР, 1983, с.253.
3. Брагинский С.И. В сб.: *Вопросы теории плазмы*, вып.1. — М.: Госатомиздат, 1963, с.183.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. — М.: Наука, 1986.
5. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *Физика плазмы для физиков*. — М.: Атомиздат, 1979, 309 с.

Д.Д. Рютов, М.П. Рютова

**Генерация магнитного поля
звуковыми колебаниями
в атмосфере Солнца**



Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 6 февраля 1989 г.

Подписано в печать 24.02 1989 г. МН 10066

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 23

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*