

## Механизм объединения волн: формирование низкочастотных альфвеновских и магнитозвуковых волн в космической плазме

В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов

*Исследуется механизм объединения волн, создаваемых пульсирующим плазменным источником в космосе. В расчетах используется модель с отдельным описанием фона и источника. Показано, что механизм действует как при сильном, так и при слабом взаимодействии источника с фоном. Выявлен эффект объединения отдельных альфвеновских волн в узкую низкочастотную волну, амплитуда которой максимальна при скорости разлета плазмы, составляющей 0.5–1 от альфвеновского числа Маха. За этой волной вдоль поля движется узкая низкочастотная магнитозвуковая волна, содержащая основную часть энергии источника. При малых скоростях разлета волна содержит частицы фона и источника, а при больших скоростях – фона. Длина волн много больше их поперечного размера.*

**Ключевые слова:** механизм объединения волн, пульсирующая плазма, магнитное поле, альфвеновская волна, магнитозвуковая волна.

Механизм объединения ударных волн (МОВ) предложен и экспериментально подтвержден для оптического пульсирующего разряда, создаваемого импульсно-периодическим лазерным излучением в газах [1–4]. МОВ эффективен для формирования низкочастотных квазистационарных волн (КВ), длина которых линейно зависит от числа импульсов и затрат энергии на ее создание. При одиночных оптических пробоях или взрывах длина ударных волн слабо зависит от энергии импульса ( $\propto Q^{1/6}$ ).

Настоящая работа (как и [5, 6]) выполнена в рамках гипотезы об универсальном характере МОВ, который действует в разных средах и для различных источников природного или искусственного происхождения. На это указывает вид критериев МОВ: начальная скорость волн больше скорости звука в среде (далее – фон); оптимальные частоты  $\Delta\omega$  (безразмерные) зависят от геометрии распространения КВ. Высокая эффективность преобразования энергии источника в КВ достижима при выполнении дополнительных условий, зависящих от фона. В разреженной плазме с магнитным полем необходимо выполнить следующие условия: начальное давление в источнике много больше суммарного давления магнитного поля и плазмы фона; плазма источника полностью ионизована и, как показано в настоящей работе (см. ниже), начальная скорость плазмы составляет  $\sim 0.5$ –1 от скорости альфвеновских волн в фоне. Эти условия достижимы при использовании лазерной плазмы, создаваемой импульсно-периодическим лазерным излучением на поверхности твердого тела. Лазерный источник позволяет управлять длительностью КВ и ее спектром за счет изменения числа импульсов и частоты их следования. Длительность импульсов должна быть много меньше времени расширения плазмы ( $\sim 1$  мкс) [2], а плотность энергии импульсов на

поверхности – выше порога оптического пробоя в несколько раз.

В космической плазме с магнитным полем возможны различные типы волн [7, 8]. Если обсуждаемая гипотеза верна, то следует ожидать формирование соответствующих КВ, в том числе магнитозвуковых, альфвеновских и вистлерных. Цилиндрический источник, параллельный магнитному полю, формирует быструю магнитозвуковую КВ (МКВ), распространяющуюся поперек поля [5]. Точечный источник создает так называемую узкую медленную МКВ, которая движется вдоль магнитного поля [6]. Для замагниченного фона, в котором тепловое давление плазмы с плотностями электронов и ионов  $n_e$  и  $n_i$  много меньше давления магнитного поля с напряженностью  $B_0$ :

$$\beta \ll k_B T_0 (n_i + n_e) / (B_0^2 / 8\pi) \ll 1,$$

скорость МКВ близка к скорости ионного звука [6]. Длина МКВ линейно зависит от числа импульсов, а ее поперечный размер примерно равен динамическому радиусу  $R_d$  одиночного импульса. При большом числе импульсов длина МКВ много больше  $R_d$ , поэтому такая волна называется узкой МКВ. Радиальному расширению МКВ препятствует магнитное поле. В работе [6] рассмотрена одножидкостная магнитогидродинамическая (МГД) модель, что соответствует случаю малого ларморовского радиуса вращения ионов  $R_L$  в магнитном поле по сравнению с  $R_d$  и сильного взаимодействия ионов источника с фоном.

В настоящей работе МОВ исследовался для условий, когда ионно-плазменная длина ионов  $L_{pi}$ , а также  $R_L$  много больше  $R_d$ , что соответствует электродинамическому, или слабому, взаимодействию плазмы источника с фоном. Рассматривались узкие альфвеновские КВ (АКВ) и МКВ. В расчетах на кластере использовалась трехжидкостная МГД модель в двумерной цилиндрической геометрии с осевой симметрией. Первая жидкость описывает ионы фона, вторая – ионы источника, третья – электроны, общие для фона и источника:  $n_e = z_0 n_0 + z_q n_q$  ( $z_0$  и  $z_q$  – заряды ионов). Учитывались силы теплового давления и магнитная сила, сцепление жидкостей через

**В.Н.Тищенко, И.Ф.Шайхисламов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: tvn25@ngs.ru, ildars@ngs.ru

Поступила в редакцию 15 октября 2013 г., после доработки – 21 декабря 2013 г.

силу Лоренца при движении плазм (магнитно-ламинарный механизм). Электромагнитные поля определялись из уравнения Максвелла. Рассматривался бесконечный объем однородной, бесстолкновительной, квазинейтральной полностью ионизованной идеальной плазмы с концентрацией  $n_0$ , температурой  $T_0$  и однородным магнитным полем  $B_0$ . Заряд и масса ионов  $z_0 = 1$  и  $m_0 = 1$ , и выбрано  $\beta = 0.006$ , что близко к параметрам межпланетной среды в Солнечной системе. В точке ( $r = 0, z = 0$ ) происходят периодические с частотой  $f$  выбросы горячей плазмы. Каждый выброс сосредоточен в сферическом объеме  $R_Q \sim 0.2R_d$ , имеет энергию  $Q$  и массу  $M$  при массе и заряде ионов  $m_q$  и  $z_q$ . Варьировались частота следования импульсов, их число и скорость разлета ионов  $V_0$ , которая изменялась в зависимости от их количества.

МОВ формирует КВ при определенном соотношении между  $Q, f$  и скоростью волн в фоне  $C_i$ . Как и в газах [1, 2], критерий формирования волн в плазме для неподвижно го источника имеет вид

$$\omega_i = fR_d/C_i.$$

Здесь  $C_i$  – скорость альфвеновских ( $C_A$ ) или магнитозвуковых ( $C_s$ ) волн. Для описания АКВ использовалось число Маха  $M_A = V_0/C_A$ , время нормировалось на величину  $R_d/C_A$ , а частота – на обратную величину; для МКВ использовалось число Маха  $M_s = V_0/C_s$  и нормировка времени на  $R_d/C_s$ . Пространственные переменные нормировались на  $R_d = \{Q/[B_0^2/8\pi + k_B T_0(n_i + n_e)]\}^{1/3}$ . Универсальность МОВ предполагает, что в разных средах МОВ действует в одном и том же диапазоне частот  $\Delta\omega$ , зависящем от геометрии расширения волн. В газах имеются области, ограниченные частотами  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ . При  $\omega < \omega_1$  ударные волны распространяются независимо; в области  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  взаимодействие усиливается при увеличении  $\omega$ ; при  $\omega_2 < \omega < \omega_3$  фазы сжатия волн, частично перекрываясь, создают КВ. Если же  $\omega > 2\omega_2$ , то длина общей волны слабо зависит от суммарной энергии. При сферическом расширении  $\omega_1 \sim 0.8, \omega_2 \sim 5.6$ , а при одномерном –  $\omega_1 \sim 0.1, \omega_2 \sim 1$ .

Так как альфвеновские и магнитозвуковые волны распространяются одномерно [6–8], то АКВ и МКВ следует ожидать в диапазоне частот  $\omega \sim 0.1–1$ . Изменение структуры МКВ при различных значениях  $\omega$  и  $t$  показано на рис.1. Источник расположен в точке  $z = 0, r = 0$ , ось МКВ  $z$  направлена вдоль магнитного поля. Число импульсов равно 10, далее источник «выключается». Источник создает канал с низкой плотностью и повышенным значением  $C_s$  по сравнению с фоном. Длина канала увеличивается, а его радиус остается постоянным. Создается выделенное направление для распространения плазмы источника, АКВ и МКВ.

При электромагнитном взаимодействии плазмы источника с фоном МКВ генерируются следующим образом. Плазма расширяется, вытесняет магнитное поле и создает каверну. На границе каверны протекает электрический ток. Магнитная сила  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  направлена внутрь каверны и тормозит плазму источника. Эта же сила действует на фоновую плазму, приводя ее в движение, что можно сравнить с упругой «отдачей» фона. Далее фоновая плазма, двигаясь к центру каверны, сжимается вокруг оси симметрии, что приводит к росту давления и истечению плазмы вдоль магнитного поля. При периодическом процессе формируется узкая ( $\sim R_d$ ) протяженная МКВ, в центре ко-

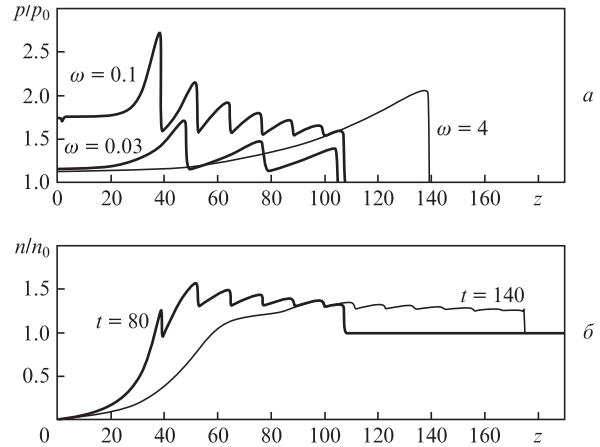


Рис.1. Распределения на оси МКВ в момент времени  $t = 80$  давления  $p$  для различных частот  $\omega$  источника (а) и плотности  $n$  для  $\omega = 0.1, t = 80$  и  $140$  (б). Время  $t$  нормировано на  $R_d/C_s$ , частота  $\omega$  – на  $C_s/R_d$ .  $M_s = 33, M_A = 3.3, L_{pi} = 10$ .

торой магнитное поле понижено, а на границе течет круговой ток  $J_\phi$ . Суммарное давление в МКВ равно давлению фона, что обеспечивает слабое затухание волн. Скорость МКВ на начальной стадии превышает скорость ионного звука в фоне примерно в 1.5 раза. На удалении от источника скорость МКВ близка к скорости  $C_s$ .

Для создания протяженной МКВ оптимальны частоты источника в диапазоне 0.1–1 (см. рис.1). При меньших частотах ( $\omega = 0.03$ ) модуляция МКВ увеличивается, формируются отдельные волны. При  $\omega > 1$  длина волны МКВ слабо зависит от затрат энергии. Преимущество МОВ проявляется при большом числе импульсов и частотах в диапазоне 0.1–1, когда длины МКВ и АКВ много больше, а затухание меньше, чем у волн, возникающих от одного импульса с большой энергией.

Влияние  $\omega$  на структуру АКВ показано на рис.2 и 3. АКВ движется перед МКВ со скоростью  $C_A \gg C_s$ . Для создания АКВ оптимальные частоты также лежат в диапазоне 0.1–1. При  $\omega < 0.1$  МОВ действует слабо, а в области  $\omega > 1$  уменьшается длина АКВ. Радиусы АКВ и МКВ составляют  $\sim 0.5R_d$  и  $\sim R_d$  соответственно. МКВ – это возмущения плотности, давления, а также  $z$ - и  $r$ -компонент скорости плазмы и магнитного поля. В АКВ происходят крутильные вращения фоновой плазмы вокруг оси сим-

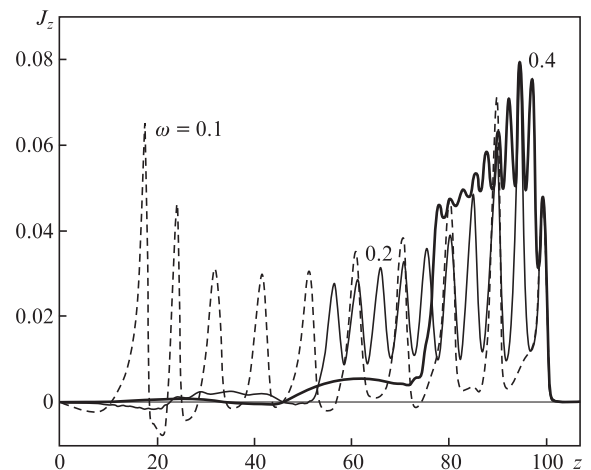


Рис.2. Распределения тока на оси АКВ при различных  $\omega$  и  $t = 100$ . Время нормировано на  $R_d/C_A$ , частота – на обратную величину.

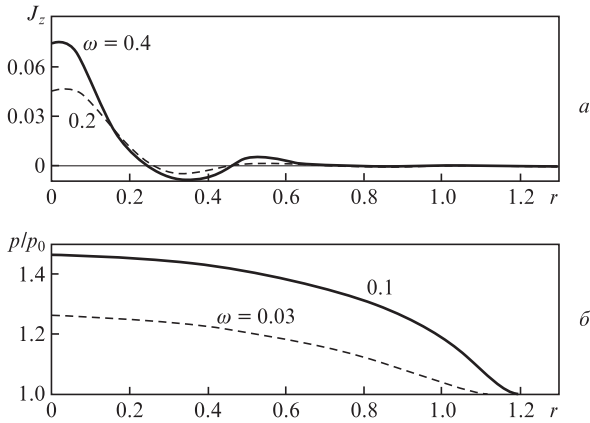


Рис.3. Радиальные профили тока  $J_z$  для частот  $\omega = 0.2$  и  $0.4$  (а) и давления в МКВ для частот  $\omega = 0.03$  и  $0.1$  (б);  $t = 100$  и  $z = 100$ .

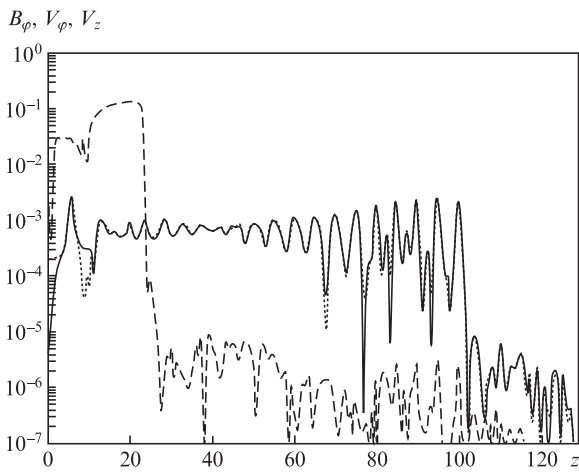


Рис.4. Распределения  $B_\varphi$ -компоненты поля (сплошная линия), а также компонент скорости фоновой плазмы  $V_\varphi$  (пунктирная линия) и  $V_z$  (штриховая линия) вдоль оси  $z$  на расстоянии  $r = 0.4$  от оси  $z$  при  $t = 100$  и  $\omega = 0.2$ .

метрии  $z$ , которые приводят к закручиванию силовых линий магнитного поля. Основными составляющими являются  $\varphi$ -компоненты скорости плазмы, магнитного поля и тока ( $J_z \sim \partial B_\varphi / \partial r + B_\varphi / r$ ), а возмущения плотности и  $z$ -,  $r$ -компонент скорости и поля близки к нулю. Безразмерные величины  $V_\varphi$  и  $B_\varphi$  равны друг другу. Альфвеновскую природу АКВ подтверждает рис.4. Источник создает МКВ и быструю АКВ. Скорость  $V_z$  больше  $V_\varphi$  в области МКВ и гораздо меньше в области АКВ.

На рис.5 показано влияние начальной скорости разлета плазмы источника  $M_A = V_0 / C_A$  на амплитуду продольного тока на оси АКВ и эффективность  $E$  преобразования энергии источника в энергию МКВ. Ток  $J_z$  и другие параметры АКВ максимальны при  $M_A \approx 0.5$ . Суммарная эффективность  $E = E_s + E_f$  равна отношению энергии МКВ (тепловой и кинетической энергии частиц фона и источника) к суммарной энергии импульсов источника ( $E_s$  и  $E_f$  – доли энергии плазмы источника и фона). При  $M_A < 1$  МКВ содержит частицы фона и источника, а в случае  $M_A > 1$  – только частицы фона. В расчетах ионная плазменная длина значительно превышала динамический радиус ( $L_{pi} = 10R_d$ ). Поэтому за исключением области  $M_A \leq 0.1$  ларморовский радиус ионов источника  $R_L = M_A L_{pi}$  также превышал  $R_d$ .

Имеются два режима взаимодействия источника с фоном – до- и сверхальфвеновский. При  $M_A < 1$  масса фоно-

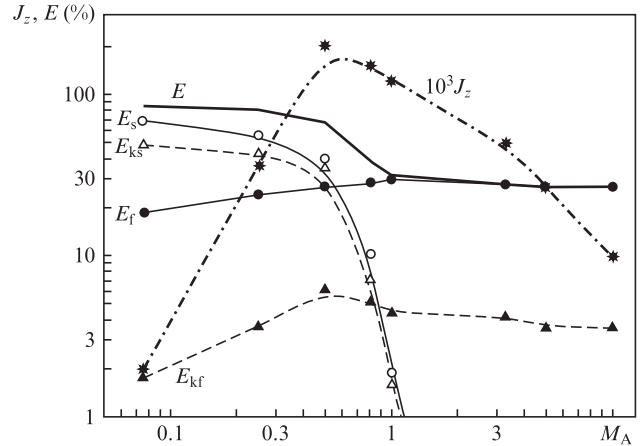


Рис.5. Зависимости от скорости разлета плазмы источника  $M_A$  продольного тока АКВ  $J_z$  и суммарной эффективности преобразования энергии источника в энергию МКВ  $E = E_s + E_f$ . Здесь  $E_s$  (○) и  $E_f$  (●) – энергии плазмы источника и фона,  $E_{ks}$  (△) и  $E_{kf}$  (▲) – доли кинетических компонент в  $E_s$  и  $E_f$ .

вой плазмы в объеме радиусом  $R_d$  мала и не влияет на плазму источника на начальной стадии ее разлета. Плазма расширяется до радиуса  $\sim R_d$ , создает магнитную каверну того же размера, тормозится магнитным полем и далее растекается вдоль поля со скоростью  $\sim V_0$ . При периодическом процессе плазма источника заполняет магнитную силовую трубку. Плотность сравнивается с плотностью фоновой плазмы на длине  $l \sim R_d / M_A^2$ . Поэтому плотность фона будет превышать плотность плазмы источника в МКВ, если частота импульсов не слишком велика:  $\omega < (R_d / C_A) V_0 / l = M_A^3$ . Если ларморовский радиус сравним (или меньше) с динамическим радиусом ( $R_L = M_A L_{pi} < R_d$ ), то плазмы источника и фона «сцеплены» за счет магнитно-ламинарного механизма и движутся как одно целое поперек магнитного поля. Плазма фона «сгребается» и сжимается за пределами каверны и растекается вдоль силовых линий, что приводит к генерации МКВ. В результате плазма источника движется вместе с МКВ, что обеспечивает высокую эффективность преобразования энергии.

При  $M_A > 1$  ионы источника не замагничены ( $L_{pi} \gg R_d$ ) и слабо тормозятся полем. Магнитная каверна имеет масштаб, на котором концентрация плазмы источника сравнивается с концентрацией фона [9]:  $R_B \sim R_d / M_A^{2/3}$  и  $R_B \ll R_d \ll R_L$ . В пределах каверны ( $r \leq R_B$ ) магнитная сила  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  ускоряет ионы фона к центру (к оси  $z$ ), приводя к генерации протяженной МКВ, как это было указано ранее. Эффективность генерации МКВ зависит от длины  $L_{pi}$  и скорости  $M_A$ .

В газах МОВ формирует КВ при  $V_0 > C_0$ . В замагниченной плазме это требование не является жестким. Расчеты МКВ при скоростях разлета  $M_A < 0.1$  соответствуют дозвуковому случаю ( $M_s < 1$ ). Каждый следующий импульс догоняет МКВ благодаря высокой скорости звука в канале. Крутой передний фронт МКВ устанавливается на расстоянии  $\sim (20 - 30)R_d$  от источника.

В заключение отметим, что механизм объединения волн действует для всех типов волн как при слабом, так и при сильном взаимодействии плазменного пульсирующего источника с фоном. Источник генерирует две узкие волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля – альфвеновскую и медленную магнитозвуковую, содержащую значительную часть энергии источника. Радиус волн

зависит от энергии единичных импульсов, а их длина вдоль поля пропорциональна числу импульсов и может значительно превышать радиус. Волны слабо затухают, управление их структурой возможно посредством изменения частоты следования импульсов и их числа.

Работа поддержана СО РАН (проект №113), РФФИ (грант №12-08-00587-а), а также Программой №22 Президиума РАН. Расчеты проведены в Сибирском суперкомпьютерном центре СО РАН.

Авторы благодарят А.Г.Пономаренко и Ю.П.Захарова за полезные обсуждения, Н.Якункина за помощь в разработке компьютерной программы.

1. Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **33**, 823 (2003).
2. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34**, 941 (2004).
3. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Смирнов А.Л., Трашкеев С.И., Стаценко П.А., Зимин М.И., Мякушина А.А., Запрягаев В.И., Гулидов А.И., Бойко В.М., Павлов А.А., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **36**, 470 (2006).
4. Тищенко В.Н., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Павлов А.А., Бояринцев Э.Л., Голубев М.П., Кавун И.Н., Мелехов А.В., Мирошниченко И.Б., Павлов Ал.А., Шмаков А.С. *Квантовая электроника*, **41**, 895 (2011).
5. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **36**, 56 (2006).
6. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **40**, 464 (2010).
7. *Электродинамика плазмы*. Под ред. А.И.Ахиезера (М.: Наука, 1974, с. 58).
8. Приест Е.Р. *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985, с. 202).
9. Захаров Ю.П., Оришич А.М., Пономаренко А.Г., Посух В.Г. *Физика плазмы*, **12**, 1170 (1986).