

## ВОЛНОВАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ЭНЕРГИИ, ИМПУЛЬСА И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

### ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ WAVE ENERGY TRANSPORT, MOMENTUM AND ANGULAR MOMENTUM IN SPACE PLASMA WITH A MAGNETIC FIELD. LABORATORY AND NUMERICAL SIMULATION

*В. Н. Тищенко, Ю. П. Захаров, И. Ф. Шайхисламов, А. Г. Березуцкий, Э. Л. Бояринцев, А. В. Мелехов,  
А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух, П. А. Прокопов*

*V. N. Tishchenko, Y. P. Zakharov, I. F. Shaikhislamov, A. G. Berezutski, E. L. Boyarintsev, A. V. Melekhov,  
A. G. Ponomarenko, V. G. Posukh, P. A. Prokopov*

ФГБУН Институт лазерной физики СО РАН  
FSIS Institute of Laser Physics SB RAS

Предложен метод транспортировки в плазме магнитным полем энергии, импульса и момента импульса, тока, магнитного и электрического поля. Перенос осуществляют квазистационарные волны (КВ), которые создаются периодическими вспышками плазмы. КВ имеют осевую симметрию, распространяются в силовой трубке магнитного поля. Длина КВ много больше ее радиуса и длины возмущения от одиночной вспышки с энергией, равной суммарной энергии пульсаций источника. Выявлены следующие два режима переноса. В плазме с магнитным полем КВ состоит из соосных цилиндрических волн - торсионной альфвеновской (АКВ) и медленной магнитозвуковой (МКВ). В магнитном поле в вакууме или при низкой концентрации фона, источник создает поток плазмы, содержащий признаки АКВ и МКВ. Методы исследования – эксперименты на стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН; расчеты с использованием МГД модели.

Method of transporting of energy, momentum, angular momentum, components of electrical and magnetic field in space plasmas is proposed. Transport is carried out by quasi-stationary waves (QW), which are created by periodic plasma flashes. QW have axial symmetry and propagate in magnetic flux tube. Length of QW much greater than its radius and wavelength of single flash with energy equal to the total energy of source pulses. The following two transfer modes were revealed. In plasma with magnetic field the QW consist of two concentric cylindrical waves: torsional Alfvén (AQW) and slow magnetosonic wave (MQW). In magnetic field in vacuum or at a low concentration of background plasma the source generates the plasma stream which has features of AQW and MQW. Research methods combine experiments at KI-1 Facility of ILP SB RAS and MHD calculations.

Задача транспортировки содержит три части: создание КВ; распространение КВ на большое расстояние; взаимодействие КВ с плотным фоном с учетом гравитационного поля. В докладе представлены результаты первой части. Метод формирования КВ основан на механизме объединения волн (МОВ) [1], который действует при «резонансе» источника с окружающей средой. Суть МОВ – ударные волны, создаваемые последовательностью периодических плазменных вспышек взрывного характера, объединяясь, формируют единую КВ, длина которой линейно зависит от числа вспышек, что позволяет с малыми затратами энергии создавать низкочастотные слабо затухающие волны. Типичный источник – оптические пробои

на мишени цугом лазерных импульсов. Проведены расчеты и эксперименты, подтверждающие МОВ. В газах МОВ позволяет создавать звук в инфразвуковом диапазоне частот [1–4]. Например, мелодия, спектр которой содержит интенсивный ультразвук (лабораторные опыты). В безстолкнительной плазме с магнитным полем источник формирует КВ или поток, распространяющиеся в силовой трубке магнитного поля (далее трубка) [5–10].

#### Методы исследования КВ.

Исследования проведены в приближении осевой симметрии. Кривизна силовых линий магнит-

ного поля не влияет на создание КВ в космической плазме, но существенно усложняет методы исследования и построение физической модели. Схема моделирования КВ в плазме с магнитным полем показана на рис. 1. Во время действия источника МКВ и большая часть АКВ распространяются совместно. В ионосфере скорость АКВ много больше, чем МКВ. Поэтому после выключения источника АКВ отделяется от МКВ. Рисунок 1 соответствует моменту отхода АКВ. Внешнее магнитное поле и КВ создают выделенное направление («труба») отвода энергии от источника, что обеспечивает высокую эффективность метода. При использовании десятков вспышек длина КВ много больше длины КВ, создаваемой одной вспышкой с энергией, равной суммарной энергии серии. В результате КВ слабо затухает при распространении на большое расстояние.

МКВ – волна сжатия концентрации плазмы фона  $\delta n$ , переносит энергию и импульс. Азимутальный ток вытесняет магнитное поле из МКВ на величину  $B_z$ , выравнивая суммарное давление магнитного поля и плазмы в МКВ с давлением фона. В результате МКВ не расширяется по радиусу. АКВ переносит момент импульса (вращение плазмы), продольный ток  $J_z$ , азимутальное

магнитное  $B_\phi$  и радиальное электрическое поле  $E_r$ , обеспечивающее замыкание  $J_z$  на периферии АКВ по  $r$ .

**Численное моделирование** в МГД приближении с осевой симметрией выполняется на кластерах МГУ, НГУ и СО РАН. Учтены следующие компоненты – ионы источника и фона, нейтралы, электроны. Взаимодействие с магнитным полем включает силу Ампера и силу Лоренца, тепловое давление, Кулоновские и упругие столкновения. При моделировании торможения КВ в плотном фоне учитывается гравитационное поле Земли.

**Лабораторное моделирование КВ**

Экспериментальные исследования КВ проводятся на стенде КИ-1 ИЛФ СО РАН (рис. 3). Аналогичная установка имеется в США [11]. В камере  $5 \times 1,2$  м (давлением  $p_0 \sim 2 \cdot 10^{-6}$  торр.) создавалось аксиальное магнитное поле, которое варьировалось  $B_0 = 100-500$  Гс. Плазма ( $2H^+ + C^{3+}$ ) формировалась при последовательном облучении полиэтилена  $CH_2$  двумя импульсами  $CO_2$ -лазера с энергией  $\sim 200$  Дж. Диаметр мишени  $\sim 2,5$  см, размер лучей на поверхности  $\sim 1,5$  см. Для придания осевой

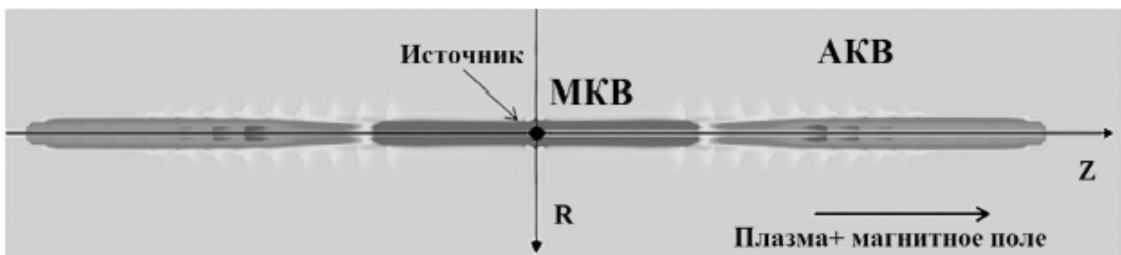


Рис. 1. Структура КВ. Расчет для 10 вспышек

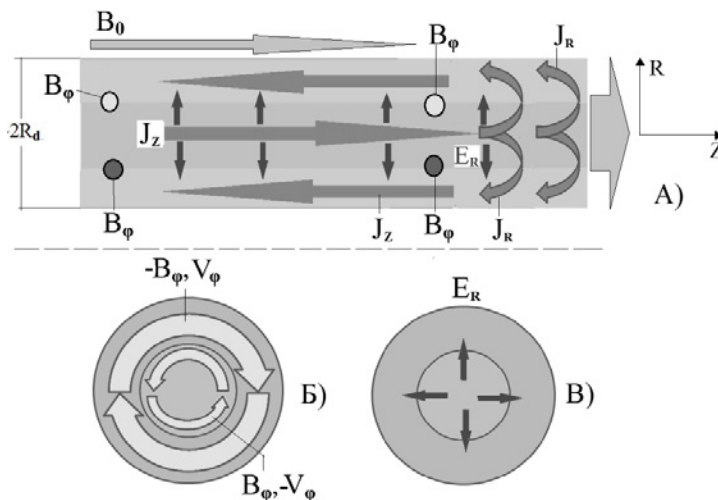


Рис. 2. Условная схема полей и тока в АКВ

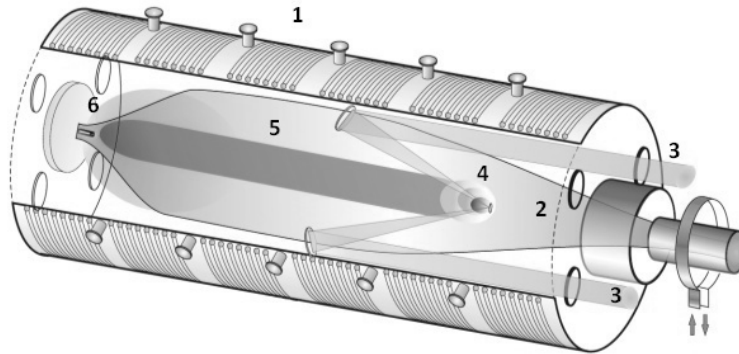


Рис. 3. 1 – вакуумный объем, 2 – плазма ( $H^+$ ) и магнитное поле моделируют фон в ионосфере, 3 – импульсы  $CO_2$ -лазеров, 4 – вспышки лазерной плазмы. 5 – КВ

симметрии разлета плазмы каждый импульс делится на два, которые фокусировались на мишени. Изменялись задержки  $\tau \sim 0\text{--}200$  мкс между импульсами. Величины  $B_z$ ,  $n$ ,  $B_\phi$ ,  $J_z$ ,  $E_r$  и произведение  $n$  на продольную скорость плазмы регистрировались датчиками, расположенными на расстоянии от мишени  $Z = 0,96\text{--}2,4$  м. Температура плазмы в КВ и потоке  $T_0 \sim 20\text{--}30$  эВ, энергия вспышек  $Q \sim 20\text{--}30$  Дж.

С использованием параметров подобия [7, 8] моделировалось взаимодействие источника с фоном следующего типа: магнитное поле + плазма ( $H^+$ ); магнитное поле + вакуум; магнитное поле + нейтралы.

В докладе представлены результаты исследования источника в магнитном поле в вакууме. Впервые показана применимость МОВ для создания потока плазмы, имеющего признаки МКВ –  $(\delta n, B_z)$  и АКВ –  $(B_\phi, J_z, E_r, V_\phi)$ . Постановка эксперимента и объяснение результатов выполнены в предположении, что поток создается так же как КВ в плазме с магнитным полем. Роль фоновой плазмы выполняет лёгкая ( $H^+$ ) компонента плазмы вспышек. Поля и токи  $(B_\phi, J_z, E_r, V_\phi)$  формируются на начальной стадии взрывного расширения плазмы. При высокой частоте повторения вспышек трубка заполняется неразрывным потоком вращающейся плазмы, в которой каждая последующая вспышка создает торсионную альфвеновскую (АВ) и медленную магнитозвуковую волну (МВ). При выполнении критериев МОВ отдельные АВ и МВ, объединяясь, формируют АКВ и МКВ, длина которых растёт при увеличении количества вспышек. Скорости АКВ и МКВ примерно равны скорости движения переднего фронта потока.

Возмущения, создаваемые в трубке второй вспышкой, соответствуют АВ и МВ, если выполнены следующие признаки.

1. Наличие признаков МВ –  $(\delta n, B_z)$  и АВ –  $(B_\phi, J_z, E_r)$ .

2. Скорость ( $V_p$ ) переднего фронта потока превышает скорости АВ и МВ.

3. Возмущения  $(B_\phi, J_z)$  и  $(\delta n, B_z)$  от второй вспышки, движутся со скоростями АВ и МВ.

4. Основной критерий МОВ в трубке имеет тот же вид, что и в плазме с магнитным полем: последовательность вспышек создает единые  $(B_\phi, J_z, E_r, V_\phi)$  и  $(n, B_z)$ , если безразмерная частота повторения вспышек равна  $\omega = \omega_p \sim 0,3 \div 0,5$  [6–8].

Если  $\omega \ll \omega_p$ , то потоки не взаимодействуют, а при  $\omega \gg \omega_p$  – длина волн слабо зависит от количества вспышек.

5. АКВ формируется и максимальна, если отношение ларморовского радиуса  $r_L$  к ионно-плазменной длине больше единицы и  $r_L/R_d \sim 0,3 \div 2$  [8].

1. На рис. 4 и рис. 5 показаны  $(n, B_z)$  и  $(B_\phi, J_z, E_r)$ , создаваемые одной и двумя вспышками. Время  $t = 0$  соответствует облучению мишени первым импульсом. Из измерений и расчетов следует, что плазма, поля и ток локализованы в силовой трубке, диаметр которой равен динамическому радиусу  $R_d$  вспышки (см. ниже). Ток  $J_z$  максимален в центре потока, замыкается на периферии. При  $\tau < 10$  мкс две вспышки создают неразрывный поток, общие поля и ток. На рис. 5 вторые максимумы сигналов  $(B_\phi, J_z, E_r)$  и  $(n, B_z)$  соответствуют АВ и МВ от второй вспышки. Скачок  $\delta n$  в трубке качественно такой же, как для МВ в плазме с магнитным полем [6]. АВ опережает МВ, что характерно для фона с малым  $\beta$  (см. ниже) и указывает на волновую природу АВ и МВ. Как видно из рис. 5, длительность потока, полей и тока примерно в 2 раза больше, чем от одиночной вспышки. При  $\tau \sim 0$  амплитуда возрастает в  $\sim 1,5\text{--}2$  раза, а длительность такая же, как от одной вспышки.

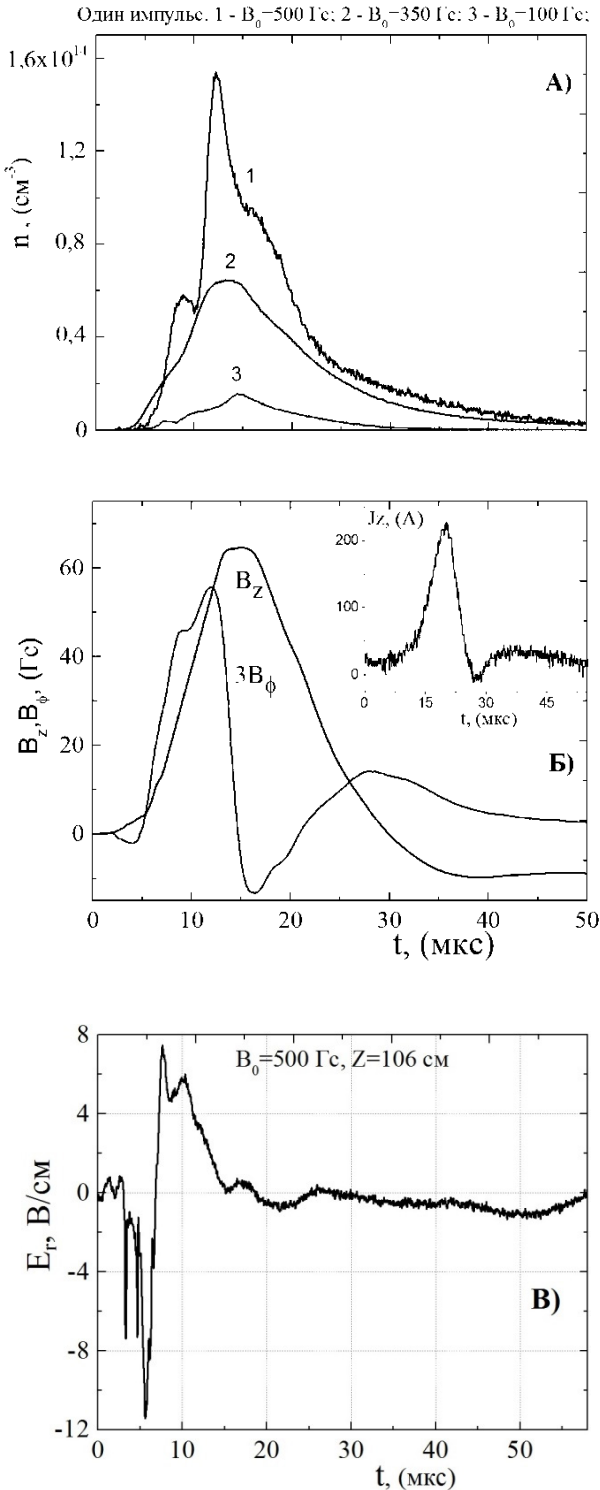


Рис. 4. Одна вспышка. (А) концентрация  $n$  в полях 1 -  $B_0=500$  Гс; 2 -  $B_0=350$  Гс; 3 -  $B_0=100$  Гс; (Б) - продольное  $B_z$  и азимутальное  $B_\phi$  магнитное поле и продольный ток  $J_z$  от при  $B_0=350$  Гс. Измерено в точке  $Z\sim 90$  см. (В) - радиальное электрическое  $E_r$ , поле  $B_0=500$  Гс

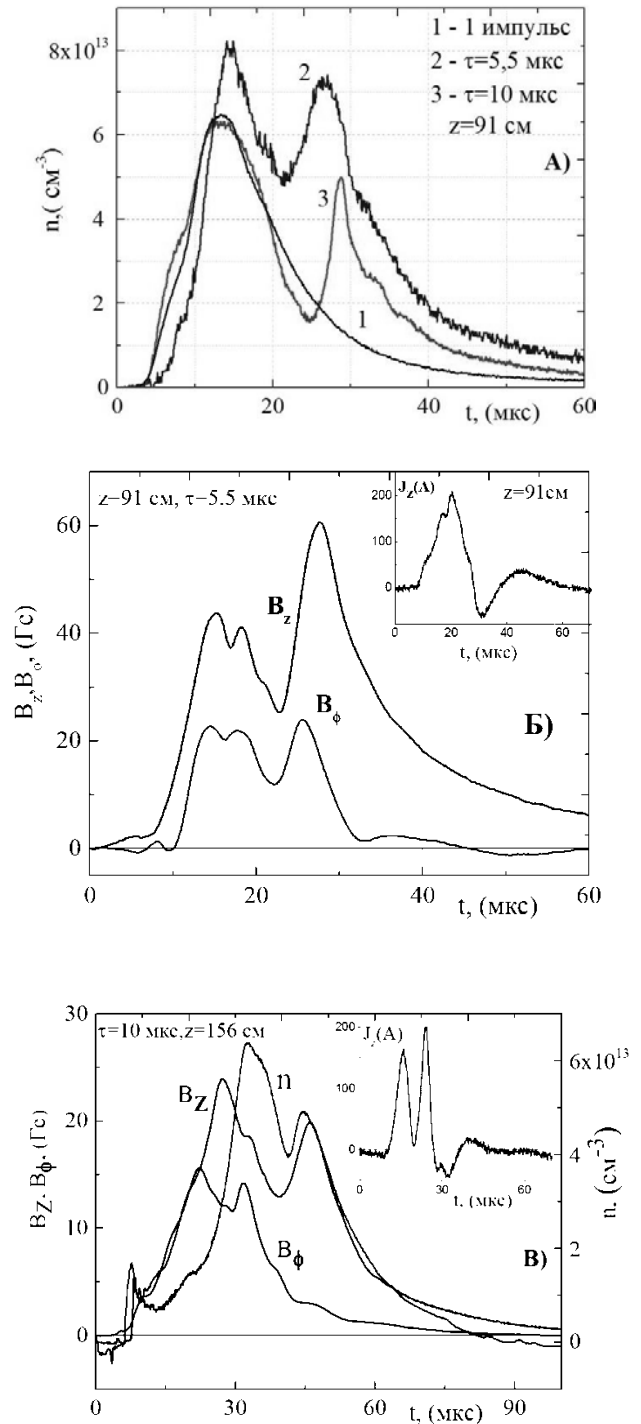


Рис. 5. Две вспышки,  $B_0=350$  Гс. Поля ( $B_z, B_\phi$ ), токи  $J_z$  и концентрация плазмы  $n$  в потоке. А) - задержка второго импульса  $\tau=5.5$  мкс, координата датчиков  $Z_p\sim 91$  см; Б) -  $\tau=10$  мкс,  $Z_p\sim 156$  см. Для  $J_z - Z_p\sim 106$  см

## Скорость распространения возмущений в силовой трубке

2. Измеренная скорость движения первого максимума  $n$  равна  $V_P[\text{см/с}] \approx 10^7 / B_0^{0,15}$ . При задержках второй вспышки, соответствующей МОВ ( $\tau < 10$  мкс), скорость  $V_P$  незначительно превышает скорости АВ и МВ (см. ниже). Так время между первыми и вторыми максимумами сигналов в  $\sim 2$  раза больше  $\tau$  (рис. 5). Это означает увеличение длины трубки и исключает отражение АВ и МВ от переднего фронта потока плазмы.

3. Покажем, что скорость АВ в силовой трубке, заполненной ( $\text{H}^{++}\text{C}^{3+}$ ) плазмой, близка к измеренной скорости. Ниже используются следующие обозначения. Заряд, масса и доля ионов  $\text{H}^{++}$  в плазме  $Z_1 = 1$ ,  $m_1 = 1$ ,  $a_1 = 0,66$ , для  $\text{C}^{3+}$  –  $Z_2 = 3$ ,  $m_2 = 12$ ,  $a_2 = 0,33$ ,  $a_i$  – доля ионов водорода и углерода в смеси. Суммарная концентрация ионов равна  $n(t) = 10^{13} \cdot n_*(t)$ ,  $n_* \approx 1 \div 15$ . Энергия вспышки  $Q \sim 20$  Дж, температура в потоке  $T_0 = 20$  эВ,  $V_0 \sim 107$  см/с – начальная скорость плазмы. Скорость АВ в двухкомпонентной плазме с магнитным полем равна  $C_A = C / \sqrt{(\omega_{pi} / \omega_{ci})^2 + (\omega_{2pi} / \omega_{2ci})^2}$  [12],  $C$  – скорость света,  $\omega_{pi}$  и  $\omega_C$  – ионно-плазменная и циклотронная частоты. Отсюда получим

$$C_A \approx 6,9 \cdot 10^4 \cdot (B_0 - B_Z) / \sqrt{n_0^* (a_1 m_1 + a_2 m_2)} \quad (1)$$

При малых  $\tau$  выполняется условие  $V_P / C_A \approx 311,7 \cdot \sqrt{n_*} / B_0^{0,15} (B_0 - B_Z) > 1$ . С использованием [6] и [13] находим ожидаемую скорость МВ ( $V_{QW}$ ) в трубке

$$V_{QW}[\text{см/с}] = C_s / \sqrt{1 + C_s^2 / C_A^2} \approx 6,2 \cdot 10^6 / \sqrt{1 + 1,77 \cdot \beta}, \quad (2)$$

Где  $\beta = 8\pi p_0 / B^2 \approx 0,5$  отношение давления плазмы к давлению магнитного поля в трубке. Скорость МВ меньше скорости АВ, что следует из выражения.

На рис. 6 сравниваются скорости АВ и МВ (штриховые кривые), рассчитанные по (1) и (2), со скоростью ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ), измеренной по времени прихода сигналов на датчик, расположенный на расстоянии  $Z = 91$  см от мишени. Символ ( $\blacktriangle$ ) – скорость потока плазмы первой вспышки (максимума  $n(t)$ ), ( $\blacksquare$ ) – скорость МВ, ( $\bullet$ ) – скорость АВ. Рас-

четные зависимости соответствуют скорости распространения АВ и МВ в трубке, заполненной плазмой первой вспышки. Для  $n(t)$  использовались данные рис. 4. Измеренные значения  $C_A$  и  $V_{QW}$  близки к расчетным, что подтверждает волновой характер распространения возмущений, создаваемых второй вспышкой. Сплошные кривые, соответствуют  $C_A$  и  $V_{QW}$  в трубке, созданной двумя вспышками (рис. 5,  $\tau = 5,5$  мкс). Третья и последующие вспышки создают в трубке среду, в которой  $C_A \sim 50$  км/с,  $V_{QW} \sim 43$  км. Таким образом, вторая вспышка создает возмущения, движущиеся в трубке со скоростями торсионной альфвеновской и медленной магнитозвуковой волн.

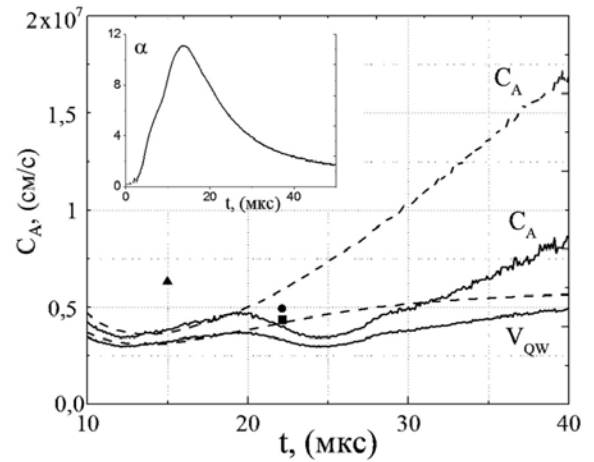


Рис. 6. Скорости АВ и МВ в трубке, рассчитанные из (1), (2) и измеренные ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ).  $B_0 = 350$  Гс. Штриховые – одиночная вспышка, сплошные – две вспышки. Вставка – параметр, характеризующий эффективность формирования АВ (см. ниже)

## Механизм объединения волн в силовой трубке магнитного поля

Покажем, что МОВ действует в трубке и создает АКВ и МКВ при тех же условиях, что и в плазме с магнитным полем. Основным критерием МОВ – безразмерная частота вспышек

$$\omega \approx f \cdot R_d / C_A = R_d / \tau \cdot C_A \approx \omega_p \quad (3)$$

$f = 1/\tau$  частота вспышек. Вспышки создают единые поля и токи, если  $\omega > \omega_p \sim 0,3$ . В эксперименте варьировалась задержка  $\tau$  второго лазерного импульса. Динамический радиус вспышки равен:  $R_d[\text{см}] \approx 630 \sqrt[3]{Q[\text{Дж}] / B_0^2 (1 + \beta)}$ . Подставляя (1) и  $R_d$  в (3) получим безразмерную частоту вспышек

$$\omega(t) = 1,7 \cdot 10^4 \cdot Q^{1/3} \cdot \sqrt{n_*(t)} / \tau \cdot B_0^{2/3} \cdot (B_0 - B_Z(t)) \quad (4)$$

Зависимость  $\omega(t)$  в силовой трубке показана на рис. 7. Второй максимум на кривой  $\omega(t)$  соответствует МВ от второй вспышки, задержка  $\approx 10$  мкс близка к предельной. При больших  $\tau$  МОВ не действует – вспышки создают последовательность невзаимодействующих между собой волн. Зависимость предельного  $\tau$  от величины магнитного поля имеет вид  $\tau \approx 20 - 0,024 \cdot B_0$  (измерения). Как видно из рис. 7, предельному  $\tau$  соответствует  $\omega = \omega_p \approx 0,3$  такое же, как и в плазме с магнитным полем.

5. Второе условие проявления МОВ в трубке имеет вид [8]

$$\alpha \equiv V_0 m_2 Z_1 / C_A m_1 Z_2 > 1, \quad (5)$$

где начальная скорость плазмы в эксперименте равна  $V_0 \sim 10^7$  см/с. На рис. 7 (вставка) показано  $\alpha(t)$ , полученное из (1), (5) с использованием  $n(t)$  (рис. 5).

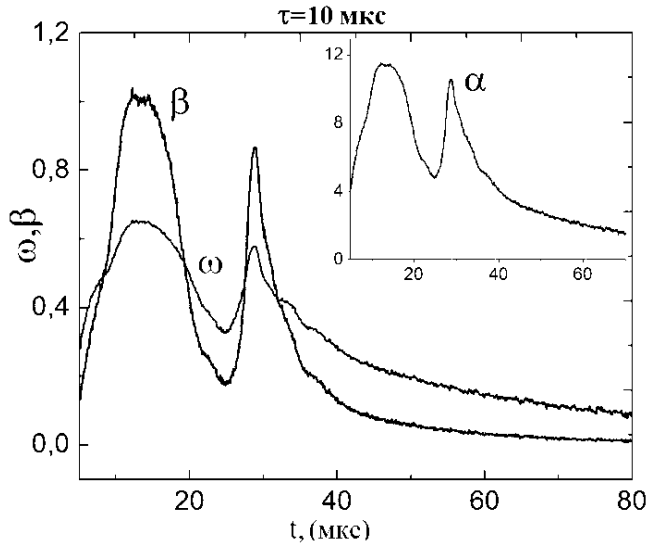


Рис. 7. Безразмерная частота  $\omega$ , а также параметры  $\alpha$  и  $\beta$  – при задержке второй вспышки  $\tau = 10$  мкс. Расстояние от мишени  $Z = 91$  см

В плазме с магнитным полем амплитуда АКВ растет при увеличении  $\alpha$ . При  $\alpha \ll 1$  АКВ мала или нестабильна. АКВ максимальна, если отношение ларморовского радиуса к динамическому равно

$$R_L = r_L / R_d = 1,59 \cdot 10^{-7} V_0 \cdot m_2 / (B_0 [Гс] \cdot Q [Дж])^{1/3} \approx 0,3 \div 2. \quad (6)$$

В эксперименте  $R_L \sim 0,27 - 0,47$ , что близко к диапазону  $R_L \sim 0,3 \div 2$ , в котором амплитуда АКВ слабо зависит от  $R_L$ . АКВ максимальна при  $R_L \sim 1$ .

6. Применимость МОВ в трубке при произвольном количестве вспышек иллюстрирует рис. 7, где показаны  $\omega(t)$ ,  $\alpha(t)$  и  $\beta(t)$  после двух вспышек. При задержке третьего импульса относительно второго, меньшей предельной ( $\tau < 10$  мкс) выполняются условия для формирования неразрывного потока плазмы, содержащего объединенные токи, электрические и магнитные поля. Возмущения от третьей вспышки, так же как и второй будут распространяться в трубке как АВ и МВ.

### Параметры источника и потока

Определим параметры источника, при которых эффективно формируется поток. Из (6) найдем начальную энергию плазмы и соответствующий радиус потока, а из (5) и (1) концентрацию  $n_* = Q [Дж] = 4 \cdot 10^{-21} \cdot V_0^3 \cdot m_2^3 \cdot (1 + \beta) / Z_2^3 \cdot B_0 \cdot R_L^3$ ,  $R_d = 10^{-4} \cdot V \cdot m_2 / Z_2 \cdot B_0 \cdot R_L$ ,  $n_* \geq 4,8 \cdot 10^9 \cdot \alpha^2 \cdot B_0^2 \times (Z_2 m_1)^2 / V_0^2 \cdot (a_1 m_1 + a_2 m_2) \cdot (Z_1 m_2)^2$ . Подставляя  $R_d$  и  $C_A$  из (5) в (3) находим мощность  $W [Вт] = Q \cdot f = 4 \cdot 10^{-17} \eta \omega V_0^3 (1 + \beta) m_2^3 Z_1 / \alpha R_L^2 Z_2^3 m_1$  частоту  $f [Гц] = 10^4 \omega B_0 R_L Z_1 / \alpha m_1$  вспышек, где  $\eta \sim 0,5$  – доля энергии вспышек, преобразуемая в поток. Интенсивность потока равна  $J [Вт/см^2] = 5,1 \cdot 10^{-9} \eta \cdot \omega \cdot B_0^2 \cdot V_0 \cdot (1 + \beta) m_2 Z_1 / \alpha Z_2 m_1$ . В формулы входят параметры, которые могут изменяться в следующих диапазонах:  $R_L \sim 0,3 - 2$ ,  $\omega \sim 0,3 - 1$ ,  $\alpha \sim 5$ ,  $\beta < 1$ . Масса тяжелых ионов источника  $m_2 \sim 10 - 207$ , легких –  $m_1 \sim 1$ , заряды ионов  $Z_2 \sim 3$  и  $Z_1 \sim 1$ , скорость  $V_0 \approx (1 - 5) \cdot 10^7$  см/с. Диапазон допустимых значений позволяет изменять параметры потока в широких пределах. На рис. 8 показана зависимость от внешнего поля  $B_0$  параметров источника и создаваемого им потока. Мощность потока  $W = 2,8$  МВт не зависит от  $B_0$ . Измеренные в величины, согласуются с расчетом, что указывает на достоверность модели.

Таким образом, периодические вспышки плазмы создают в магнитном поле поток плазмы, локализованный в силовой трубке. Поток так же, как и совмещенные в пространстве торсионная и медленная магнитозвуковая волны содержит продольный ток, поле магнитное и электрическое. Пульсирующий источник и механизм объединения

волн позволяют создавать протяженные потоки вращающейся плазмы. Основное отличие потока от КВ состоит в характере распространения: на большом расстоянии от источника поток движется инерциально, а скорость МКВ и АКВ зависит от локальных параметров фона.

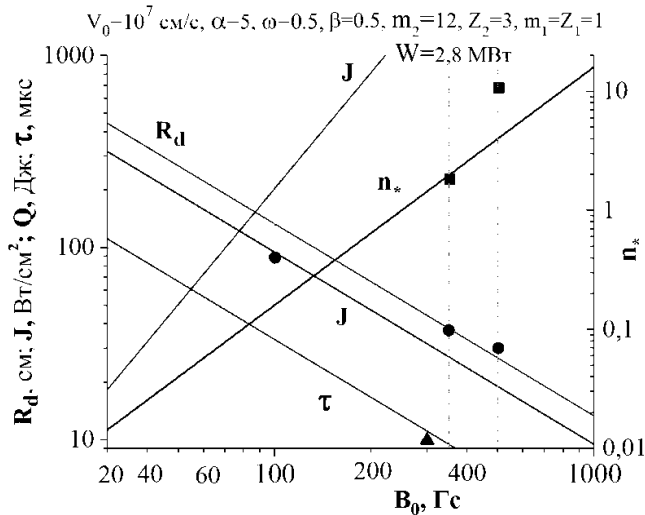


Рис. 8. Зависимость от магнитного поля радиуса потока, который  $\sim R_d$ , интенсивности потока ( $J$ ), энергии  $Q$  и периода всплеск источника  $\tau$ ,  $n = 10^{13} \cdot n_*$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] – концентрация ионов в потоке. Точки экспериментальные данные

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Фундаментальные основы технологий двойного назначения в интересах национальной безопасности».

### Список литературы

1. Тищенко В. Н. Генерация низкочастотной волны оптическим разрядом, движущимся в газе с дозвуковой скоростью. Квантовая электроника, 2003, т. 33, № 9, с. 823–830.
2. Грачев Г. Н., Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н. и др. Объединение ударных волн, создаваемых движущимся оптическим пульсирующим разрядом. Квантовая электроника. 2006, т. 36, № 5, с. 470
3. Тищенко В. Н., Аполлонов В. В., Грачев и др. Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн. Квантовая электроника. 2004, т. 34, № 10, с. 941
4. Тищенко В. Н., Посух В. Г., Гулидов А. И. и др. Критерии формирования низкочастотного звука при облучении твердых тел широкоапертурным

импульсно-периодическим лазерным излучением. Квантовая электроника, 2011, т. 41, № 11.

5. Тищенко В. Н., Шайхисламов И. Ф. Квазистационарные волны магнитного и электрического поля, создаваемые пульсирующим источником ударных волн. Квантовая электроника. 2006, т. 36, № 1, с. 56

6. Тищенко В. Н., Шайхисламов И. Ф. Механизм объединения ударных волн в плазме с магнитным полем: критерии и эффективность формирования низкочастотных магнитозвуковых волн // Квантовая электроника, 2010. Т. 40, № 5, с. 464–468.

7. Тищенко В. Н., Шайхисламов И. Ф. Механизм объединения волн: формирование низкочастотных альфвеновских и магнитозвуковых волн в космической плазме // Квантовая электроника, 2014. 44, № 2. С. 98–101.

8. Тищенко В. Н., Шайхисламов И. Ф., Березуцкий А. Г. Механизм объединения волн в космической плазме с магнитным полем: транспортировка импульса и момента импульса. Альманах / Под ред. В. А. Садовниченко, Г. И. Савина, Вл. В. Воеводина. «Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности»: М.: МГУ, 2014, с. 65–74.

9. Тищенко В. Н., Грачев Г. Н., Гулидов А. И., Запругаев В. И., Захаров Ю. П., Павлов А. А., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Шайхисламов И. Ф. Механизм объединения волн в газах и в космической плазме с магнитным полем. Труды VI Всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», Новосибирск, 2015 г. С. 101–105.

10. Прокопов П. А., Захаров Ю. П., Тищенко В. Н., Бояринцев Э. Л., Мелехов А. В., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Шайхисламов И. Ф. О возможности лабораторного моделирования процессов генерации альфвеновских возмущений в магнитных трубках в атмосфере Солнца // Солнечно-земная физика, 2016. Т. 2, № 1. С. 14–23.

11. Niemann C., Gekelman W., Constantin C. G., et al. Dynamics of exploding plasmas in a large magnetized plasma // Physics of Plasmas, 2013. V. 20. N 1. # 012108.

12. Toida M., Aota Y. Finite beta effects on low- and high-frequency magnetosonic waves in a two-ion-species plasma // Physics of Plasmas. 2013. Т. 20. №. 8. С. 082301.

13. Nakamura M. et al. Maximization in the damping rate of the ion acoustic wave in a two-ion plasma // Physics of Fluids . 1975. Т. 18. №. 6. С. 651–655.