

ПОДБОРКА РАБОТ, ДОЛОЖЕННЫХ НА СИМПОЗИУМЕ MPLP-2018

Генерация крутильных альфвеновских и медленных магнитозвуковых волн периодическими сгустками лазерной плазмы в замагниченном фоне*

А.Г.Березуцкий, В.Н.Тищенко, Ю.П.Захаров, И.Б.Мирошниченко, И.Ф.Шайхисламов

С использованием численного моделирования исследовано влияние параметров замагниченной фоновой плазмы на интенсивность квазистационарных альфвеновских и медленных магнитозвуковых волн, создаваемых периодическими сгустками лазерной плазмы в силовой трубке магнитного поля. Показано, что в слабом магнитном поле волны распространяются совместно, перенося поток вращающейся плазмы, а в сильном поле сгустки формируют одновременно два типа волн, распространяющихся с разными скоростями.

Ключевые слова: объединение ударных волн, сгустки лазерной плазмы, крутильная альфвеновская волна, медленная магнитозвуковая волна, численное моделирование.

1. Введение

В работах [1–3] впервые обнаружена генерация квазистационарных волн (КВ), крутильной альфвеновской (АКВ) и медленной магнитозвуковой (МКВ), периодическими сгустками лазерной плазмы в силовой трубке магнитного поля. КВ содержат протяженные потоки плазмы, которые переносят продольный (МКВ) и азимутальный (АКВ) импульсы. Там же предложены критерии, при выполнении которых в силовую трубку закачивается до половины энергии сгустков. Большая длина КВ обеспечивает слабое затухание, что актуально при решении проблемы переноса энергии на большое расстояние. В то время как на известных экспериментальных установках «Крот» [4] и LAPD [5, 6] исследуются эффекты при инжекции одиночных плазменных сгустков, на стенде КИ-1 (ИЛФ СО РАН) начаты исследования процессов генерации КВ с использованием цуга мощных лазерных импульсов (~200 Дж). Разработанные критерии позволяют численно и в лабораторных условиях моделировать формирование КВ в космосе с применением сгустков плазмы произвольной природы. Пример использования этих критериев при постановке экспериментов приведен в работах [7, 8].

В настоящей работе исследуется влияние свойств замагниченной плазмы (далее – фон) на продольный и азимутальный импульсы, переносимые МКВ и АКВ. Фон характеризуется отношением теплового давления плазмы к давлению магнитного поля фона $\beta = 8\pi r_0 / B_0^2$. Величина β

варьировалась в диапазоне $10^{-3} - 1$, что соответствует условиям в космосе. Исследование проведено с использованием расчетов на суперкомпьютере, т.к. на экспериментальных стендах проблематично обеспечение оптимальных условий генерации КВ в столь широком диапазоне β . Так, в [7] β варьировалась в узком (0.1 – 0.5) диапазоне.

В расчетах на суперкомпьютере использовалась трехжидкостная магнитогидродинамическая модель (МГД) модель [1] с осевой симметрией относительно внешнего магнитного поля. Сферическая геометрия разлета сгустка позволяла генерировать с высокой эффективностью АКВ и МКВ, которые имели осевую симметрию и распространялись вдоль оси магнитной силовой трубки. Установлено, что длина КВ пропорциональна числу сгустков, а ее радиус зависит от энергии одного сгустка, $R_d = (Q/p_0)^{1/3}$, и суммарного давления фона $p_0 = B^2/(8\pi) + nT$.

2. Механизм объединения волн

Подробно механизм объединения волн (МОВ) исследован в работах [1–3]. Суть его состоит в следующем. При определенной частоте следования сгустков плазмы, зависящей от их энергии и свойств окружающей среды, волны, частично объединяясь, формируют единую низкочастотную волну, пространственная длина которой линейно зависит от числа сгустков и от суммарных затрат энергии на их создание. В плазме с магнитным полем для эффективной генерации КВ параметры источника должны удовлетворять критериям МОВ, которые позволяют найти режим эффективной генерации в зависимости от свойств окружающего фона. Критерии получены авторами в расчетах и подтверждены в экспериментах на стенде КИ-1 [7, 8].

Основной критерий МОВ – близость безразмерной частоты следования плазменных сгустков $\omega \approx f R_d / C_1 \approx \omega_r$ к «резонансному» значению ω_r , которое зависит от типа возбуждаемых волн. Здесь f – физическая частота следования сгустков, C_1 – скорость звука в воздухе, а для плазмы с магнитным полем – скорость АКВ, которая значительно превышает скорость МКВ для условий ионосферы. В нейтральном газе и при сферически-симметричном

* Эта и последующие статьи доложены на VIII Международном симпозиуме «Modern Problems of Laser Physics» (Новосибирск, 25 августа – 1 сентября 2018 г.)

А.Г.Березуцкий, В.Н.Тищенко, Ю.П.Захаров, И.Б.Мирошниченко, И.Ф.Шайхисламов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: a.berezuckiy@yandex.ru

Поступила в редакцию 24 октября 2018 г., после доработки – 30 ноября 2018 г.

разлете плазмы $\omega_r \sim 5$ [9]. В плазме с магнитным полем, где АКВ и МКВ локализируются в силовой трубке магнитного поля, $\omega_r \sim 0.3$. При $\omega \ll \omega_r$ источник формирует отдельные всплески волновых возмущений, а при $\omega \gg \omega_r$ всплески сливаются в единое возмущение типа одиночного мощного взрыва. Для формирования протяженных низкочастотных волновых возмущений частоты следует выбирать в диапазоне $\omega \sim 0.25 - 0.5$. КВ содержит постоянную составляющую возмущений плазмы и магнитного поля, а также переменную составляющую на частоте следования сгустков.

Для формирования интенсивной АКВ основной критерий дополняется следующими требованиями:

1. Отношение α ларморовского радиуса ионов источника к ионно-плазменной длине должно быть таково: $\alpha \geq M_a m_2 z_1 / (m_1 z_2) \geq 5$, где M_a – отношение начальной скорости разлета плазмы к скорости АКВ. Амплитуда АКВ растет при увеличении α . Здесь m_1, z_1, m_2, z_2 – масса и заряд ионов фона и источника соответственно.

2. Отношение ларморовского радиуса ионов к динамическому радиусу отдельного сгустка $R_L = r_L / R_d = 0.3 - 2$, где параметры АКВ слабо зависят от R_L .

3. Отношение теплового давления фоновой плазмы к давлению внешнего магнитного поля $\beta < 1$.

4. Ионно-плазменная длина фоновой плазмы $L_{pi} = l_{pi} / R_d < 0.3$, где $l_{pi} = c / \omega_{pi}$; c – скорость света; ω_{pi} – ионно-плазменная частота.

В расчетах были использованы следующие параметры: $\omega = 0.4$, $L_{pi} = 0.1$, $M_a = 1$, $\alpha \sim 103$, $m_2 = 207$, $z_2 = 2$, $m_1 = 1$, $z_1 = 1$.

3. Результаты

Влияние фона на интенсивности азимутального импульса АКВ P_φ и продольного импульса МКВ P_z , создаваемых последовательно из 50 плазменных сгустков в фиксированной точке пространства, иллюстрирует рис.1. Показаны максимальные значения P_z и P_φ , которые достигаются на расстоянии R от оси симметрии волн, равном нулю и 0.15. АКВ и МКВ имеют цилиндрическую симметрию, распространяются в магнитной силовой трубке со скоростями, зависящими от отношения β давления плазмы фона к давлению магнитного поля. Скорости МКВ и АКВ связаны соотношением $V_m / C_a = 1 / \sqrt{1 + 2 / (\gamma_0 \beta)}$, где $\gamma_0 = 1.6$ – показатель адиабаты плазмы фона. АКВ переносит момент импульса вращающейся плазмы фона, продольный ток, азимутальное магнитное и радиальное электрическое поля. Локализация АКВ на масштабе $\sim R_d / 2$ достигается в результате баланса действующих на ионы сил – центробежной и радиального электрического поля. МКВ переносит поток сжатой плазмы фона, возмущения электрического и магнитного полей. Азимутальные токи вытесняют магнитное поле из МКВ, в результате суммарное давление магнитного поля и сжатой в МКВ плазмы равно суммарному давлению фона, что обуславливает локализацию МКВ в силовой трубке.

В области $\beta > 1$ скорости АКВ и МКВ близки, волны совмещены в пространстве (рис.1,б) и формируют единый поток вращающейся плазмы, который, как видно из рис.2, переносит в основном азимутальный I_φ импульс. В сильных магнитных полях ($\beta \ll 0.1$), как следует из расчетов, давление на переднем фронте МКВ много больше давления плазмы фона, что обуславливает сверхзвуковое распространение МКВ. Так, в диапазоне $\beta = 10^{-2} - 10^{-3}$

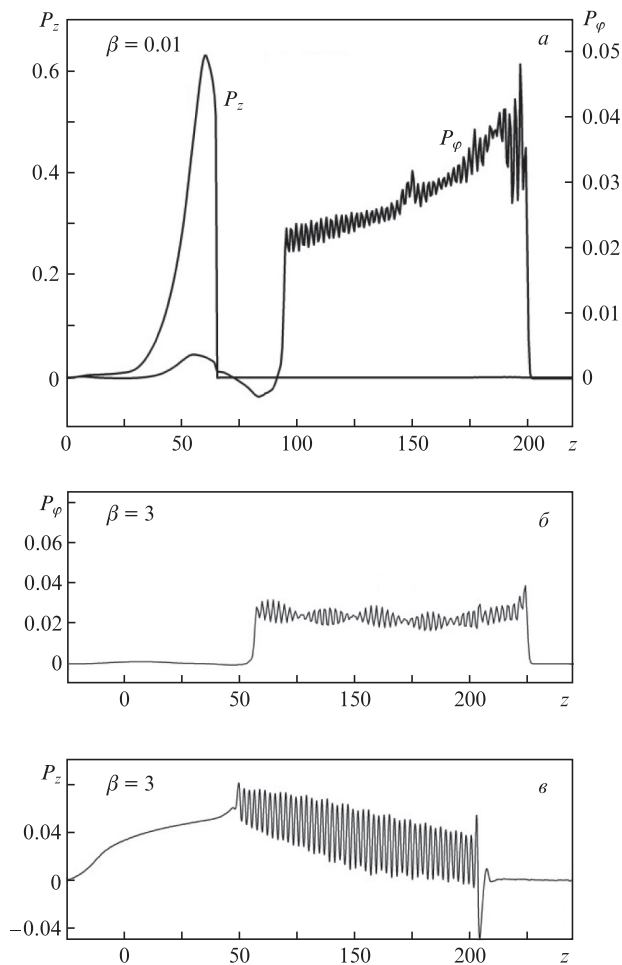


Рис.1. Распределение вдоль магнитной силовой трубки интенсивности продольного импульса МКВ P_z и азимутального импульса АКВ P_φ для момента времени $t = 200$; сгустки действуют в точке $z = 0$ в течение $t = 0 - 125$.

расчетное значение скорости МКВ в 3–5 раз меньше скорости АКВ и примерно в 10 раз превышает теоретическое значение скорости $V_m = C_a / \sqrt{1 + 2 / (\gamma_0 \beta)}$, которое соответствует слабым магнитозвуковым волнам.

На рис.2 показано влияние β на продольный (I_z) и азимутальный (I_φ) импульсы, содержащиеся в объеме МКВ и АКВ. В области $\beta > 1$ скорости АКВ и МКВ близки, в ре-

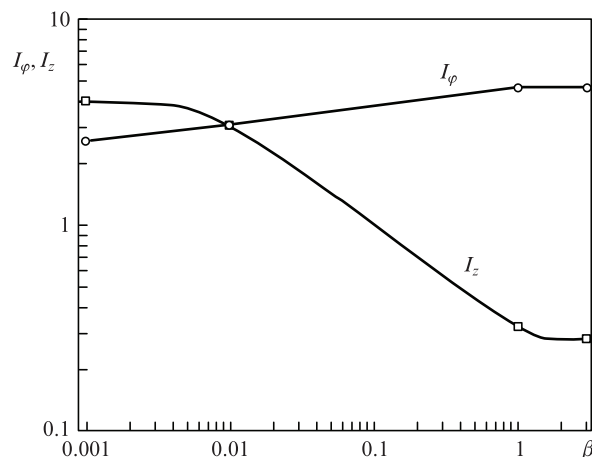


Рис.2. Зависимости продольного импульса МКВ I_z и азимутального импульса АКВ I_φ от величины β .

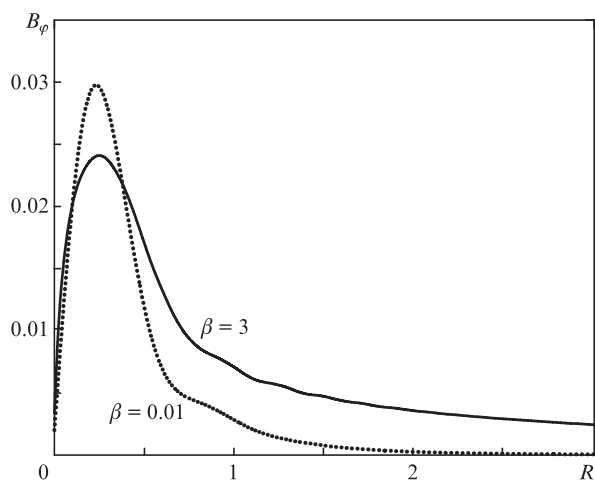


Рис.3. Радиальное распределение азимутальной компоненты магнитного поля в АКВ для разных β .

зультате сгустки создают единый поток вращающейся плазмы, который переносит в основном азимутальный импульс. При $\beta \ll 0.1$ в силовой трубке распространяются два отдельных потока плазмы – вращающейся в АКВ и сжатой в МКВ. Интегральные по объему импульсы потоков примерно равны. Как видно из рис.3, в широком диапазоне $\beta \sim 0.001-1$ импульсы локализованы в силовой трубке магнитного поля радиусом $\sim R_d$.

4. Заключение

Установлено, что квазистационарные волны, создаваемые цугом сгустков лазерной плазмы в магнитной силовой трубке, переносят протяженные потоки плазмы, содержащие продольный и азимутальный импульсы. В сильных магнитных полях ($\beta \ll 0.1$) потоки разделены в пространстве, что связано с различием скоростей распространения АКВ и МКВ. В слабых полях ($\beta \sim 1$) волновые возмущения типа АКВ и МКВ распространяются со-

вместно, в результате формируется единый поток вращающейся плазмы с преобладанием азимутального импульса. В широком диапазоне значений β волновые возмущения и потоки плазмы локализованы в магнитной силовой трубке на масштабе R_d .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-32-00029 и 18-42-543019) и программы РАН № 56. Численное моделирование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В.Ломоносова и Новосибирского государственного университета.

1. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **40**, 464 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 464 (2010)].
2. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **44**, 98 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 98 (2014)].
3. 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) [*Quantum Electron.*, **34**, 941 (2004)].
4. Гушин М.Е., Коробков С.В., Терехин В.А., Стриковский А.В., Гундорин В.И., Зудин И.Ю., Айдакина Н.А., Николенко А.С. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 6 (2018).
5. Niemann C., Gekelman W., Constantin C.G., Everson E.T., Schaeffer D.B., Clark S.E., Winske D., Zylstra A.B., Pribyl P., Tripathi S.K.P., Larson D., Glenzer S.H., Bondarenko A.S. *Phys. Plasmas*, **20**, 012108 (2013).
6. Neuer P.V., Weidl M.S., Dorst R.S., Schaeffer D.B., Bondarenko A.S., Tripathi S.K.P., Van Compernelle B., Vincena S., Constantin C.G., Niemann C., Winske D. *Phys. Plasmas*, **25**, 032104 (2018).
7. Тищенко В.Н., Березуцкий А.Г., Бояринцев Э.Л., Захаров Ю.П., Мелехов А.В., Мирошниченко И.Б., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Шайхисламов И.Ф. *Квантовая электроника*, **47**, 849 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 849 (2017)].
8. Тищенко В.Н., Захаров Ю.П., Шайхисламов И.Ф., Березуцкий А.Г., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Пономаренко А.Г., Посух В.Г., Прокопов П.А. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 5 (2016).
9. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Павлов А.А., Бояринцев Э.Л., Голубев М.П., Кавун И.Н., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б., Павлов А.А., Шмаков А.С. *Квантовая электроника*, **41**, 895 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 895 (2011)].