

ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ СГУСТКАМИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЧИСЛАХ МАХА МНОГО МЕНЬШЕ ЕДИНИЦЫ

GENERATION OF ALFVEN WAVES IN MAGNETIZED PLASMA BY LASER PLASMA BUNCHES AT MACH NUMBERS MUCH LESS THAN UNITY

В.Н. Тищенко

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, tvn25@ngs.ru*

А.Г. Березуцкий 

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, a.berezuckiy@yandex.ru*

Л.Р. Дмитриева 

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, dmitrieva-leyla@mail.ru*

И.Б. Мирошниченко 

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, mib383@gmail.com*

И.Ф. Шайхисламов 

*Институт лазерной физики СО РАН,
Новосибирск, Россия, ildars@ngs.ru*

V.N. Tishchenko

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, tvn25@ngs.ru*

A.G. Berezutsky

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, a.berezuckiy@yandex.ru*

L.R. Dmitrieva

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, dmitrieva-leyla@mail.ru*

I.B. Miroshnichenko

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, mib383@gmail.com*

I.F. Shaikhislamov

*Institute of Laser Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russia, ildars@ngs.ru*

Аннотация. Исследуется крутильная альфвеновская волна, создаваемая периодическими сгустками плазмы в силовой трубке замагниченной плазмы. Выявлен новый эффект: волна генерируется не только во время действия сгустков, но и в течение длительного времени после прекращения, что позволяет в несколько раз увеличить длину волны. Определены условия, при выполнении которых волна содержит $\eta \sim 40\%$ суммарной энергии сгустков. Радиус волны зависит от энергии одного сгустка, а длина — от их количества. Оптимальное количество сгустков равно ~ 15 . Одновременно с альфвеновской волной в силовой трубке распространяется струя плазмы сгустков $\eta \sim 35\%$ и медленная магнитозвуковая волна $\eta \sim 10\%$. Параметры подобия масштабируют результаты на лабораторную и околоземную замагниченную плазму.

Ключевые слова: плазменный сгусток, магнитное поле, альфвеновская волна, численное моделирование.

Abstract. In this paper, we examine a torsional Alfvén wave produced by periodic plasma bunches in a magnetized plasma flux tube. A new effect has been revealed: the wave is generated not only during the action of bunches, but also for a long time after the termination, which makes it possible to increase the wavelength by several times. We have determined the conditions under which the wave contains $\eta \sim 40\%$ of the total bunch energy. The wave radius depends on the energy of one bunch; and the length, on their number. The optimum number of bunches is 15. Simultaneously with the Alfvén wave, a bunch plasma jet ($\eta \sim 35\%$) and a slow magnetosonic wave ($\eta \sim 10\%$) propagate in the force tube. Similarity parameters scale the results to laboratory and near-Earth magnetized plasma.

Keywords: plasma bunches, magnetic field, Alfvén wave, numerical simulation.

ВВЕДЕНИЕ

В лабораторных экспериментах и расчетах выявлен эффект резонансного взаимодействия периодических сгустков лазерной плазмы с газами и замагниченной плазмой [Тищенко и др., 2004, 2016; Тищенко, Шайхисламов, 2014; Березуцкий и др., 2019]. Сгустки действуют в фиксированной точке неограниченного пространства, в замагниченной плазме (далее — фон) волны распространяются вдоль силовой трубки в противоположных направлениях относительно зоны их формирования. В экспериментах на двух лазерных стендах показана возможность

масштабирования по энергии сгустков. При выполнении условий резонанса (далее — критерии) цуг сгустков формирует единую низкочастотную волну, содержащую $\eta \sim 50\%$ энергии сгустков. Уникальность метода состоит в следующем: в газах точечная пульсирующая плазма генерирует инфразвук; в замагниченной плазме сгустки создают в узкой магнитной силовой трубке волну и струю плазмы сгустков большой протяженности; их длина линейно зависит от числа сгустков, а радиус — от энергии одиночного сгустка, что позволяет создавать интенсивные энергоёмкие потоки. В зависимости от значения критериев в фоне формируются следующие

типы квазистационарных волн: крутильная альфвеновская (АКВ) переносит момент импульса азимутально вращающейся плазмы фона, магнитное и электрическое поле; квазистационарная медленная магнитозвуковая волна (МКВ) — продольный импульс и тепловую энергию сжатой плазмы фона; вистлеры — электромагнитное излучение. Волны каждого типа представляют единую волну, а при нарушении критериев резонанса в силовой трубке распространяется пакет слабых волн.

Преимущество метода по сравнению с известными способами генерации альфвеновских волн состоит не только в большой длине АКВ, но и в высокой интенсивности, которая многократно превышает уровень, достигаемый традиционными методами. Сравнение интенсивностей АКВ с данными других авторов возможно с использованием приводимых в статьях значений отношения магнитного поля волны к магнитному полю фона B_A , квадрат которого характеризует относительную плотность энергии в волне. В методах, основанных на использовании ВЧ-излучения, рамочных антенн и нагревных стендов, относительное магнитное поле $B_A < 10^{-2}$ [Марков и др., 2001; Gigliotti et al., 2009; Айдакина и др., 2015]. Большое значение $B_A \sim 0.3$ достигается в процессах взрывного типа в зоне генерации волны, например на фронте ударной волны при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой Земли [Hull et al., 2012], а также в лабораторных экспериментах при расширении сгустка лазерной плазмы, в котором давление много больше давления фона [Вшивков и др., 1989; Горбачев и др., 1993; Niemann et al., 2013]. Однако на расстоянии, сравнимом с длиной волны, B_A уменьшается в несколько раз. В АКВ $B_A \sim 0.2$ не меняется при распространении на большое расстояние. Применимость одиночных сгустков для создания низкочастотных волн ограничена слабой зависимостью длины волны от энергии сгустка $\lambda \sim Q^{1/3}$.

Ранее исследовались АКВ и МКВ, создаваемые сгустками, начальная скорость разлета которых V_1 соответствует альфвеновскому числу Маха (один из критериев): $M_A = V_1/C_A \sim 1$, где C_A — скорость альфвеновских волн в фоне (см. напр., [Тищенко и др., 2016; Березуцкий и др., 2019]). Такой режим представляет интерес для одновременного формирования АКВ, МКВ, вистлеров и струи. Однако в сильно разреженной среде, например в ионосфере — магнитосфере, где $C_A \sim 500 \div 1000$ км/с, условие $M_A \sim 1$ трудно выполнимо для лазерных сгустков или взрывных генераторов плазмы с химическим источником энергии [Адушкин и др., 1993], где скорость может достигать $V_1 \sim 100$ км/с.

В настоящей работе впервые исследуется генерация АКВ сгустками, скорость которых соответствует $M_A \ll 1$. Выявлен новый эффект: длительная генерация АКВ после прекращения действия сгустков, что позволяет увеличить энергию и длину волны в несколько раз по сравнению со случаем $M_A \sim 1$.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель работы — поиск условий, при выполнении которых достигаются максимальная эффективность

преобразования энергии сгустков в протяженную крутильную альфвеновскую волну, создаваемую углом периодических сгустков в силовой трубке замкнутой квазинейтральной плазмы. В расчетах варьировались критерии, наиболее сильно влияющие на длину и интенсивность АКВ — альфвеновское число Маха, частота повторения сгустков и их количество.

Экспериментальное исследование АКВ ограничено количеством плазменных сгустков, которые имеются на существующих в мире установках: два последовательных сгустка — на стенде КИ-1 [Тищенко и др., 2016; Березуцкий и др., 2019], один — на LAPD [Niemann et al., 2013] и один — на КРОТе [Айдакина и др., 2015]. На КИ-1 и LAPD сгустки создаются при облучении мишени мощными ~ 200 Дж лазерными импульсами, мишень радиусом ~ 1 см расположена на оси вакуумной камеры, заполненной фоновой плазмой, а в КРОТе — электрическим разрядом. Изучение генерации квазистационарных волн и их распространения на большое расстояние возможно лишь с использованием расчетов на мощных суперкомпьютерах. Проверка результатов расчетов о влиянии на АКВ числа Маха и частоты повторения сгустков возможна только на стенде КИ-1 (два сгустка), а ниже приведено обоснование планируемого эксперимента.

Схема формирования волн. В неограниченном однородном полностью ионизованном фоне в точке $r=z=0$ последовательно создаются точечные сферические плазменные сгустки, в которых начальное давление много больше суммарного давления плазмы и магнитного поля. АКВ формируется в результате взаимодействия расширяющихся сгустков с фоном. Одновременно с АКВ из зоны действия сгустков в силовую трубку закачивается поток плазмы сгустков и единая медленная магнитозвуковая волна. Волны и поток распространяются в силовой трубке магнитного поля симметрично относительно точки $z=0$. Основные свойства волн состоят в следующем. АКВ содержит азимутальное магнитное поле B_ϕ и вращающуюся плазму фона, продольный ток и электрическое поле, уравнивающее центробежную силу ионов, вращающихся вокруг оси симметрии волны, на которой ток максимален и $B_\phi=0$. В МКВ плазма фона сжата, азимутальный ток вытесняет магнитное поле — в результате суммарное давление в волне равно давлению фона и радиус МКВ не меняется при распространении на большое расстояние. В зависимости от значений M_A и отношения давления плазмы к магнитному полю фона (критерий β) волны распространяются либо раздельно в последовательности: АКВ, МКВ, струя ($\beta \sim M_A < 1$); либо в последовательности: струя, АКВ, МКВ ($\beta < 1, M_A > 1$); либо волны и струя совмещены в пространстве ($\beta \sim 1, M_A \sim 1$). Возможны и иные сочетания последовательности распространения волн и струи. В зависимости от частоты повторения сгустков, их энергии и свойств фона пучок сгустков формирует единую АКВ, единую МКВ и струю плазмы, или пакет невзаимодействующих волн и разрывную струю на частоте действия сгустков.

В расчетах использовалась МГД-модель в цилиндрических координатах с осевой симметрией, при этом ионы сгустков, ионы фона и общие для них электроны учитывались как отдельные жидкости. Уравнения для импульсов содержат силу Лоренца, обеспечивающую взаимодействие между жидкостями. Уравнения дополняются законом индукции Фарадея, электрическое поле в котором находится из уравнения движения электронной жидкости с учетом предположения малой массы электронов и пренебрежением холловского члена. Магнитная индукция вычислялась через векторный потенциал, что численно обеспечивало нулевую дивергенцию. Конвективная часть уравнений решалась методом донорской ячейки. Для повышения порядка аппроксимации по пространству использовался метод смещенных сеток, по времени — схема предиктор-корректор. Временной шаг выбирался автоматически в ходе счета в соответствии с условием Куранта—Фридрихса—Леви. Пространственный размер ячеек принимался много меньше начального радиуса сгустка. Внешние границы задачи задавались открытыми: вдоль магнитного поля граница по Z находилась на большом расстоянии — сотни поперечных размеров волн, что исключало отражение волн; радиус счетной области принимался в несколько раз меньше, при этом граничные условия соответствовали прозрачности для возмущений, которые формируются вблизи зоны действия сгустков. Большой размер расчетной области, малый шаг по пространству и времени обуславливали большой объем памяти задачи, при этом время счета одного варианта в режиме параллельных вычислений составляло более ~24 ч. При учете холловского члена, описывающего генерацию вистлеров, время счета многократно возрастает. Из расчетов и экспериментов следует, что сгустки создают вистлеры в области параметров $M_A \geq 1$ и при ионно-плазменной длине более $L_{pi} \sim 0.5$ (см. ниже), которая не рассматривается в настоящей работе. Физическая, или счетная неустойчивость не наблюдалась во всем диапазоне начальных данных, которые принимались близкими к выполнению критериев. Проверка модели выполнена следующими методами: сравнение с данными экспериментов на КИ-1 и LAPD, сохранение энергии в расчетной области и варьирование шага расчетной сетки.

Используемые в работе уравнения модели, начальные данные и результаты расчетов представлены в безразмерном виде. Скорости нормировались на скорость альфвеновских волн в фоне

$$C_A [\text{см/с}] = B_0 [\text{Гс}] / (4\pi n_0 m_0)^{1/2} = 2.18 \cdot 10^{11} B_0 / (n_0 [\text{см}^{-3}] m_0 [\text{a.e.m.}])^{1/2},$$

где m_0 , n_0 — масса ионов и концентрация плазмы фона; B_0 — магнитное поле фона. Пространственные переменные нормировались на динамический радиус

$$R_d [\text{см}] = (8\pi Q / B_0^2 (1+\beta))^{1/3} \approx 630 (Q [\text{Дж}] / B_0^2 [\text{Гс}](1+\beta))^{1/3},$$

значение которого близко к диаметру волн и зоны вытеснения магнитного поля в результате расшире-

ния сгустка с энергией Q в фоне. Время нормировалось на $t_0 = R_d / C_A$, концентрация ионов сгустков, фона и электронов — на n_0 , магнитные поля — на B_0 .

Начальные данные соответствовали значениям безразмерных критериев, некоторые из которых приняты постоянными, а другие варьировались. В расчетах фиксированы следующие критерии, значения которых близки к оптимальным.

Отношение давления плазмы фона к давлению магнитного поля в расчетах принято равным

$$\beta = 8\pi k (1+Z_0) n_0 T_0 / B_0^2 = 4 \cdot 10^{-11} (1+Z_0) n_0 [\text{см}^{-3}] T_0 [\text{эВ}] / B_0^2 = 0.001. \quad (1)$$

Здесь $Z_0 = 1$ и T_0 — заряд и температура плазмы фона.

Нормированная ионно-плазменная длина фона равна

$$L_{pi} = c / (\omega_{pi} R_d) = 3.66 \cdot 10^4 Z_0^{-1} \sqrt{m_0 / n_0} \sqrt{B_0^2 (1+\beta) / Q} = 0.1. \quad (2)$$

Здесь ω_{pi} — ионно-плазменная частота в фоне.

Варьировались следующие критерии, они же начальные данные.

1. Альфвеновское число Маха

$$M_A = V_1 / C_A \sim 0.1 \div 1. \quad (3)$$

2. Безразмерная частота повторения сгустков

$$\omega \approx f R_d / C_A \approx 0.1 \div 0.4, \quad (4)$$

где f [Гц] — размерная частота повторения сгустков. При $M_A \sim 1$ диапазон частот $\omega \approx 0.3 \div 0.4$ оптимален для генерации протяженных АКВ, одновременно с которыми формируются МКВ и струя плазмы сгустков. В области $\omega \ll 0.2$ цуг сгустков генерирует последовательность невзаимодействующих между собой альфвеновских волн. При $\omega \gg 0.3$ длина АКВ мала. Ниже будет показано, что при $M_A \sim 0.2$ оптимальны частоты $\omega \approx 0.2 \div 0.3$, что важно для создания протяженных АКВ.

3. Варьировалось количество сгустков $N = 1 \div 30$ для определения предельного значения N и, тем самым, длины АКВ.

4. В результате изменения M_A варьируется также критерий α , условие $\alpha > 5$ соответствует генерации интенсивной АКВ

$$\alpha \approx M_A \frac{m_1 z_0}{m_0 z_1} > 5. \quad (5)$$

Из условия $\alpha > 5$ и расчетов (см. ниже) следует, что при $M_A \sim 0.2$ АКВ формируется сгустками с массой ионов $m_1 > 100$, в фоне масса ионов ограничена $m_0 < 15$. В расчетах приняты следующие значения: $m_1 = 207$, $m_0 = 2, 4, 14, 28$, заряды ионов сгустков и фона равны $Z_0 = Z_1 = 1$.

Если критерии не выполняются, то энергия отводится во все стороны в виде последовательности невзаимодействующих между собой возмущений фона. В силовую трубку закачивается незначительная часть энергии сгустков.

Результаты расчетов

Структура АКВ показана на рис. 1. Последовательность точечных сгустков с периодом повторения $T_S = 1/\omega$ поглощается в точке $r = z = 0$.

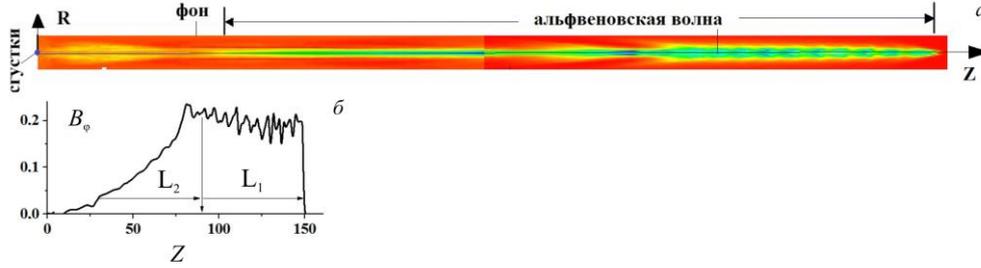


Рис. 1. Распределение относительного магнитного поля B_ϕ в АКВ, создаваемой десятью сгустками с периодом повторения $T_S=3$. Ось Z параллельна магнитному полю фона. Волна симметрична относительно точки $Z=0$, форма цилиндрическая. Обозначения следующие: a — структура $B_\phi(Z, R)$, момент времени $t=120$, сгустки действуют в течение времени $t_b=(N-1)T_S \sim 27$; b — распределение $B_\phi(Z)$ в АКВ при $R \sim 0.15$, где B_ϕ максимально; $T_S=6$, $t_b=54$, $t=150$.

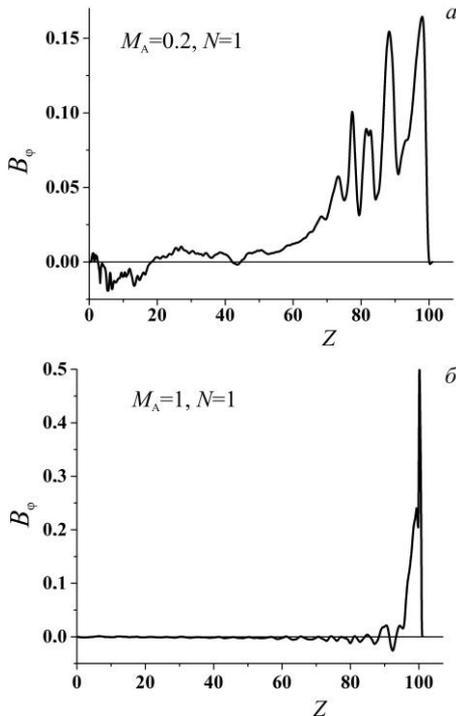


Рис. 2. Распределение азимутального магнитного поля в крутильной альфвеновской волне, создаваемой одним сгустком при $M_A=0.2$ (а) и $M_A=1$ (б)

При $M_A \ll 1$ АКВ состоит из двух частей (см. рис. 1, б): передняя $L_1 \sim C_A(N-1)T_S$ формируется во время действия сгустков, длина зависит от количества сгустков N и периода их повторения T_S ; часть $L_2 \sim N$ соответствует генерации после прекращения действия сгустков. Здесь $C_A=1$ — безразмерная скорость альфвеновской волны. При $M_A \sim 1$ и более АКВ содержит только L_1 и КПД в несколько раз меньше, чем при $M_A \sim 0.2$, так как энергия сгустков отводится не только на возбуждение АКВ, но и на генерацию МКВ и струи плазмы сгустков.

На рис. 2 показано влияние M_A на длину волны, создаваемой одним сгустком.

Распределение азимутального магнитного поля B_ϕ приведено для момента времени $t=100$. При низкой скорости разлета сгустка $M_A=0.2$ энергия сгустка отводится в основном альфвеновской волной. Облако плазмы совершает несколько радиальных пульсаций, что сопровождается генерацией пяти пиков (см. рис. 2, а) и последующим плавным затуханием B_ϕ .

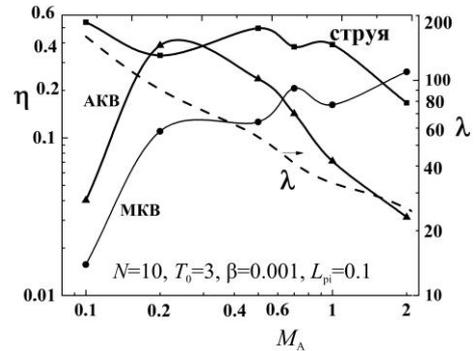


Рис. 3. Зависимость от альфвеновского числа Маха длины λ АКВ и КПД η АКВ, МКВ и струи. Параметры $T_S=3$, $N=10$, $L_{\pi i}=0.1$, $\beta=0.001$, $M_1=207$, $m_0=2$, $Z_1=Z_0=1$

Приближенная оценка длительности $\tau \sim 2/M_A = 10$ периодов радиального расширения и последующего схлопывания плазмы к точке $z=r=0$ близка к расчетному значению. При $M_A=1$ Альфвеновская волна формируется на стадии начального расширения и последующего схлопывания сгустка, в течение которого среднее давление в облаке понижается до уровня фона за счет быстрого отвода энергии облака струей, АКВ и МКВ в силовую трубку. В результате волна содержит передний пик $\tau \sim 2$ и затухание длительностью ~ 3 . Таким образом, сгусток с малой скоростью разлета плазмы позволяет в несколько раз увеличить длину альфвеновской волны. Как следует из расчетов, эффективность преобразования энергии сгустков в АКВ максимальна: $\eta \sim 0.4$ при $M_A \approx 0.2$.

Зависимость от M_A длины АКВ, а также КПД генерации АКВ, МКВ и струи плазмы показаны на рис. 3. Видно, что в области $M_A \sim 0.2$, достижимой в сгустках низкотемпературной (~ 100 эВ) плазмы, наибольший интерес представляет генерация АКВ, длина и КПД которой много больше, чем МКВ. Струя также имеет большой КПД $\sim 40\%$, но ее длина мала по сравнению с АКВ.

На рис. 4 показано влияние количества сгустков N на распределение азимутального магнитного поля $B_\phi(Z)$ в АКВ на расстоянии $R \sim 0.15$ от оси симметрии волны, где $B_\phi(Z, R)$ максимально. Характерный радиус АКВ равен ~ 0.5 .

Во время действия сгустков генерируется передняя часть АКВ, которая выделена на графиках областью между вертикальной стрелкой и передним фронтом АКВ. Как видно из рис. 4, а, при малых зна-

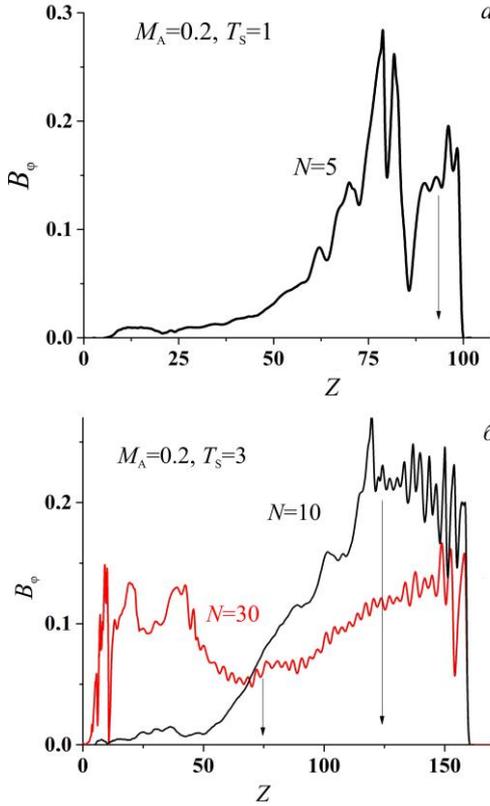


Рис. 4. Распределение азимутального магнитного поля B_ϕ в АКВ: $N=5$, $T_S=1$ (а); $N=10$ и $N=30$, $T_S=3$, $M_A=0.2$, $\alpha=5.18$, $L_{pi}=0.1$, $\beta=0.001$, $M_1=207$, $Z_1=2$, $m_0=4$, $Z_0=1$ (б)

чениях N и T_S основная часть АКВ (область слева от вертикальной стрелки) формируется после прекращения действия сгустков на стадии радиального схлопывания облака плазмы сгустков. Характерная длина АКВ $L \sim 50$. Возможность увеличения длины за счет количества сгустков иллюстрирует рис. 4, б. Однако при $N > 15$ понижается B_ϕ и КПД $\sim B_\phi^2$ генерации АКВ, а длина задней части волны слабо зависит от N , начиная с $N > 20$. Так, при $N=30$ B_ϕ примерно в два раза меньше, чем при $N=10$. На рис. 5 показана зависимость КПД генерации волн и струи от количества сгустков. В качестве оптимального значения можно принять $N \sim 15$, когда достигается максимальный КПД и большая протяженность $L \sim 120$ АКВ.

Влияние периода повторения сгустков на длину АКВ и КПД генерации волн показано на рис. 6. Здесь $M_A=0.2$, $N=10$, $\alpha=5.18$, $L_{pi}=0.1$, $\beta=0.001$, $M_1=207$, $Z_1=2$, $m_0=4$, $Z_0=1$.

Для генерации АКВ оптимально значение $T_S \sim 5 \div 6$, когда КПД близок к максимуму, а длина волны ~ 120 , что примерно в два раза больше длины АКВ, создаваемой при $M_A \sim 1$. Значения $T_S \sim 10 \div 15$ и $M_A \sim 0.2$ представляют интерес для формирования МКВ, содержащей $\sim 35\%$ энергии сгустков.

КПД, длина и структура волн зависят не только от M_A , T_S , N , но и от других критериев, например β и α . Параметр β слабо влияет в широком диапазоне $\beta < 1$, а α — при $\alpha > 5$. Так, на рис. 7 показана альфвеновская волна, создаваемая при $\beta=0.1$. Параметры те же, что и в случае, показанном на рис. 6, а ($T_S=6$), где $\beta=0.001$. При $\beta > 2$ значения B_ϕ и КПД генерации альфвеновской и медленной магнитозвуковой волн

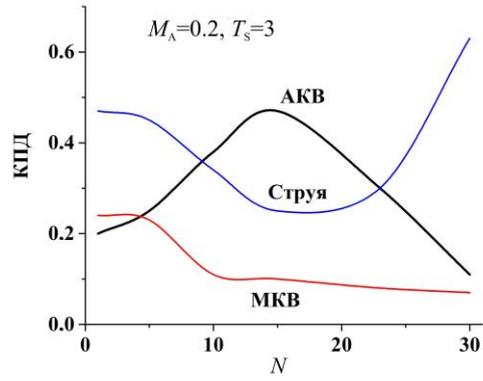


Рис. 5. Зависимость КПД генерации волн и струи от количества сгустков. Период повторения $T_S=3$. $M_A=0.2$, $\alpha=5.18$, $L_{pi}=0.1$, $\beta=0.001$, $M_1=207$, $Z_1=2$, $m_0=4$, $Z_0=1$

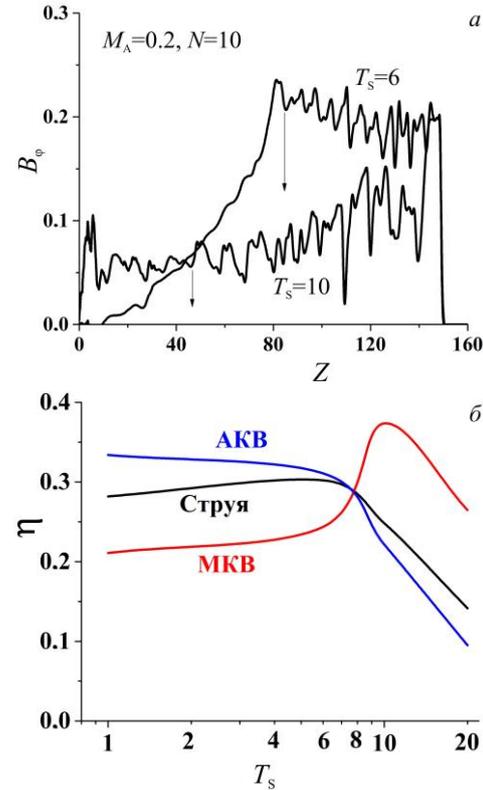


Рис. 6. Магнитное поле АКВ, создаваемой десятью сгустками при $T_S=6$ и $T_S=10$ (а); зависимость КПД генерации волн и струи от периода повторения сгустков (б)

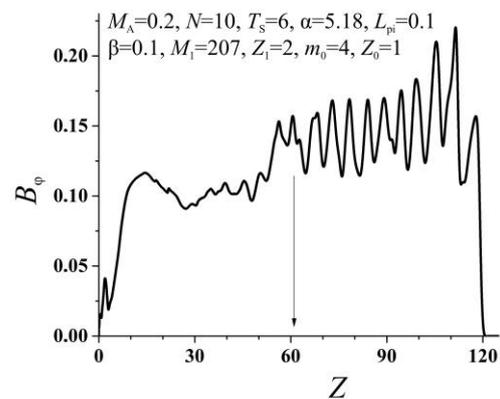


Рис. 7. Магнитное поле АКВ, создаваемой при $\beta=0.1$. Параметры указаны на рисунке

уменьшаются в несколько раз. Влияние критерия α на B_ϕ показано на рис. 8. В фоне с $M_A=0.2$ и тяжелыми

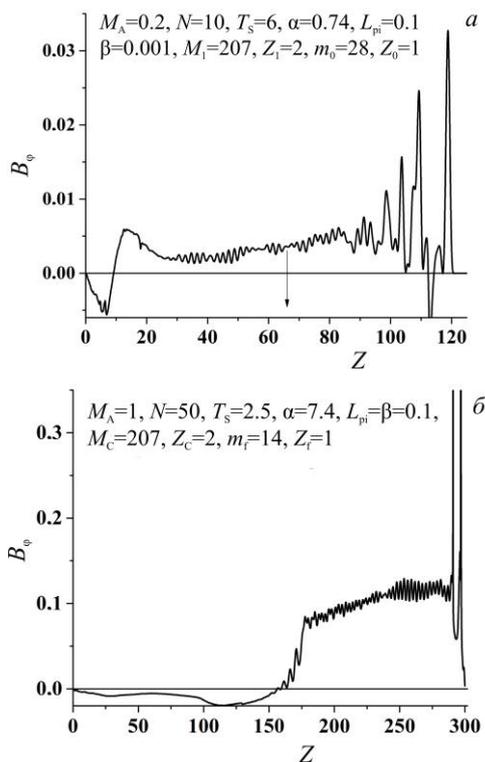


Рис. 8. Магнитное поле АКВ, создаваемой при нарушении критерия α $M_A=0.2$ (а); магнитное поле АКВ, создаваемой при выполнении критерия α $M_A=1$ (б)

ионами параметр $\alpha < 1$, B_ϕ уменьшается примерно в десять раз по сравнению с B_ϕ , показанном на рис. 8, б, где $M_A=1$ и $\alpha=7.4$.

Значение критериев генерации квазистационарных волн

Можно выделить два основных подхода к использованию критериев.

1. Заданы энергия и скорость разлета плазмы сгустков, необходимо определить диапазон значений концентрации плазмы, массы ионов и магнитного поля фона, при которых сгустки создают интенсивные квазистационарные волны и струю плазмы сгустков.

2. Обратная задача — определение параметров сгустков в зависимости от параметров фона.

Рассмотрим первый случай применительно к постановке эксперимента на КИ-1 по проверке возможности генерации альфвеновских волн, создаваемых сгустками лазерной плазмы с числом Маха $M_A=0.2 \div 0.3$. Волны создаются в результате последовательного облучения пластинки диаметром 2.5 см, находящейся на оси цилиндрической вакуумной камеры (давление $\sim 10^{-6}$ торр, длина 5 м, радиус камеры $R_K=60$ см), двумя микросекундными импульсами CO_2 -лазеров с энергией ~ 200 Дж, которые последовательно создавали два сферических сгустка плазмы с энергией ~ 25 Дж в каждом. Форма сгустков близка к сферической, начальное давление много больше суммарного давления плазмы и магнитного поля фона. Достижимые следующие значения параметров фона: магнитное поле до $B_0 < 500$ Гс, концентрация плазмы $n_0 \sim 10^{12} \div 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, масса

ионов сгустков $m_0=1 \div 40$ (атомарный водород и аргон), заряд ионов фона $Z_0=1$.

С использованием критериев оценим массу ионов сгустков, а также магнитное поле и концентрацию фона, при которых сгустки с $M_A \sim 0.2 \div 0.3$ эффективно генерируют в эксперименте альфвеновскую волну. Заданы следующие параметры для сгустков: энергия $Q \sim 25$ Дж, скорость $V_1=100$ км/с, заряд $Z_1=2$; для фона: заряд ионов фона $Z_0=1$. Два сгустка создают единую альфвеновскую волну (АКВ), если одновременно выполняются критерии (2), (3–5).

Минимальное значение магнитного поля ограничено условием слабого влияния стенок камеры на формирование и распространение волн, что достигается, если радиус волн, равный $\sim (0.5 \div 1)R_d$, меньше радиуса камеры $R_K=60$ см. Полагая $R_d=50$ см и $\beta=0.01 \div 0.1$, из выражения для динамического радиуса определяется минимальное значение магнитного поля фона B_0

$$B_0 = \frac{1.58 \cdot 10^4}{R_K^{3/2}} \sqrt{\frac{Q}{1+\beta}} \approx 226 \text{ Гс.} \quad (6)$$

Из выражения (5) для критерия α следует минимальное значение массы ионов сгустков, при которой они генерируют альфвеновскую волну:

$$m_1 = \frac{\alpha z_1 m_0}{M_A z_0} = \frac{\alpha \cdot 2 \cdot 1}{M_A \cdot 1} = \frac{2\alpha}{M_A} > 50, \quad (7)$$

где $\alpha > 5$ — условие генерации волны. Максимальная масса ионов фона $m_0 \sim 4$ (гелий) ограничена предельным значением массы ионов сгустков $m_1=207$ (свинец), которая может использоваться в эксперименте. Далее в оценках принято $m_0=1$. Из формулы (2) для L_{pi} следует выражение для концентрации фона

$$n_0 = \frac{1.34 \cdot 10^9 m_0 B_0^{4/3} (1+\beta)^{2/3}}{Z_0^2 L_{pi}^2 Q^{2/3}} = \frac{1.34 \cdot 10^9 \cdot 1 \cdot B_0^{4/3} \cdot 1}{1 \cdot L_{pi}^2 \cdot 8.64}. \quad (8)$$

Из формулы (3) для M_A следует еще одно выражение для концентрации фона

$$n_0 = \frac{4.75 \cdot 10^{22} \left[\frac{M_A B_0}{V_0} \right]^2}{m_0}. \quad (9)$$

Область значений n_0 и B_0 , где следует ожидать генерацию волн, показана на рис. 9 в виде цветной области. Группа штриховых линий соответствует оптимальным значениям ионно-плазменной длины L_{pi} , сплошные линии рассчитаны для $M_A=0.2$ и 0.3 , между которыми достигается максимальная эффективность генерации альфвеновской волны. Вертикальная левая стрелка ограничивает минимальное значение магнитного поля $B_0 \sim 220$ Гс, при котором стенки камеры не влияют на волну. Правая стрелка ограничивает рабочий диапазон значений B_0 на стенде. Горизонтальная стрелка выделяет область значений $n_0 > 10^{12} \div 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, которые могут варьироваться в экспериментах.

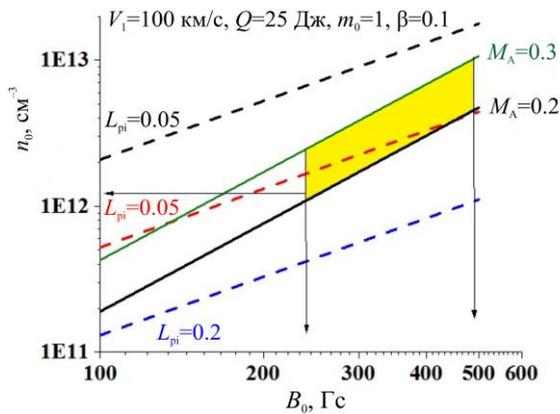


Рис. 9. Зависимость концентрации фона от магнитного поля. Желтым цветом выделена область, где ожидается генерация АКВ в эксперименте на стенде КИ-1

Из выражения (4) можно оценить период повторения лазерных импульсов, при котором два сгустка создают единую волну

$$T_s \approx 1/f \approx M_A R_d / \omega V_1 \approx 5 \div 10 \text{ мкс.}$$

Здесь принято $M_A \approx \omega \approx 0.2 \div 0.3$, $R_d \sim 50$ см, $V_1 \sim 10^7$ см/с. Генерация альфвеновских волн ожидается при следующих параметрах: фон — концентрация плазмы $n_0 \sim 10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³, магнитное поле $B_0 \sim 200 \div 500$ Гс, масса ионов $m_0 = 1$; сгустки — энергия $Q \sim 20 \div 25$ Дж.

ВЫВОДЫ

Таким образом, предельная длина и эффективность $\sim 40\%$ генерации АКВ достигаются при использовании цуга из ~ 15 сгустков лазерной плазмы с числом Маха $M_A \sim 0.2 \div 0.3$ и массой ионов ~ 207 (Pb⁺), масса ионов фона менее 15. Азимутальное магнитное поле в АКВ достигает $\sim 0.15 \div 0.2$ от магнитного поля фона. Период повторения сгустков и длина АКВ примерно в 2–3 раза больше, чем при $M_A \sim 1$. Большая протяженность АКВ достигается в результате длительной генерации после прекращения действия сгустков. В фоне с ионами $m_0 > 15$ квазистационарная альфвеновская и медленная магнитозвуковая волны создаются сгустками с $M_A \sim 1$. Во всем диапазоне $M_A \sim 0.1 \div 2$ формируется струя плазмы сгустков, локализованная, так же как и волны, в магнитной силовой трубке, радиус которой зависит от энергии одного сгустка. Проверка результатов расчетов возможна на стенде КИ-1.

Работа выполнена в рамках государственного задания, проект № 0243-2021-0003. Численное моделирование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и Новосибирского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Адушкин В.В., Зецер Ю. И., Киселев Ю.Н. и др. Активные геофизические ракетные эксперименты с инжекцией высокоскоростной плазменной струи в ионосфере. *Доклады академии наук*. 1993. Т. 331, № 4. С. 486–489.

Айдакина Н.А., Гушин М.Е., Зудин И.Ю. и др. Кросс-модуляция волн свистового диапазона частот в магнитоактивной плазме. *Письма в ЖЭТФ*. 2015. Т. 101, № 4. С. 254–257. DOI: [10.7868/S0370274X15040050](https://doi.org/10.7868/S0370274X15040050).

Березуцкий А.Г., Тищенко В.Н., Захаров Ю.П. и др. Генерация крутильных альфвеновских и медленных магнитозвуковых волн периодическими сгустками лазерной плазмы в замагниченном фоне. *Квантовая электроника*. 2019. Т. 49, № 2. С. 178–180. DOI: [10.1070/QEL16873](https://doi.org/10.1070/QEL16873).

Вшивков В.А., Дудникова Г.И., Захаров Ю.П. Особенности структуры плазменных возмущений, генерируемых при бесстолкновительном взаимодействии потоков с умеренными числами $M_A = 1 \div 1.25$. *Физика космической и лабораторной плазмы*. 1989. С. 135–145.

Горбачев Л.П. Магнитозвуковые и альфвеновские волны, возбуждаемые разлетом плазменного облака в холодной замагниченной плазме. *Известия высших учебных заведений, Сер. Радиофизика*. 1993. Т. 36, № 9. С. 882891.

Марков Г.А., Чугунов Ю.В. Резонансный плазменно-волновой разряд в ионосфере Земли. *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2001. Т. 9, № 2. С. 60–75.

Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. Механизм объединения волн: формирование низкочастотных альфвеновских и магнитозвуковых волн в космической плазме. *Квантовая электроника*. 2014. Т. 44, № 2. С. 98–101. DOI: [10.1070/QE2014v044n02ABEN015326](https://doi.org/10.1070/QE2014v044n02ABEN015326).

Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н. и др. Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн. *Квантовая электроника*. 2004. Т. 34, № 10. С. 941947. DOI: [10.1070/QE2004v034n10ABEN002736](https://doi.org/10.1070/QE2004v034n10ABEN002736).

Тищенко В.Н., Захаров Ю.П., Шайхисламов И.Ф. и др. Торсионная альфвеновская и медленная магнитозвуковая волны, создаваемые плазмой в магнитном поле. *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 104, № 5-6. С. 303–305. DOI: [10.7868/S0370274X16170021](https://doi.org/10.7868/S0370274X16170021).

Gigliotti A., Gekelman W., Pribyl P., et al. Generation-of-polarized-shear Alfvén waves by a rotating magnetic field source. *Physics of Plasmas*. 2009. Vol. 16, no. 9. P. 092106. DOI: [10.1063/1.3224030](https://doi.org/10.1063/1.3224030).

Niemann C. Gekelman W., Constantin C. G., et al. Dynamics of exploding plasmas in a large magnetized plasma. *Physics of Plasmas*. 2013. Vol. 20, no. 1. P. 012108. DOI: [10.1063/1.4773911](https://doi.org/10.1063/1.4773911).

Hull A.J., Muschietti L., Oka M., et al. Multiscale whistler waves within Earth's perpendicular bow shock. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2012. Vol. 117, no. A12. DOI: [10.1029/2012JA017870](https://doi.org/10.1029/2012JA017870).

Статья подготовлена по материалам Семнадцатой ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», 7–11 февраля 2022 г., ИКИ РАН, Москва.

Как цитировать эту статью:

Тищенко В.Н., Березуцкий А.Г., Дмитриева Л.Р., Мирошниченко И.Б., Шайхисламов И.Ф. Генерация альфвеновских волн в замагниченной плазме сгустками лазерной плазмы при числах Маха много меньше единицы. *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 2. С. 101–107. DOI: [10.12737/szf-82202213](https://doi.org/10.12737/szf-82202213).