

УДК 533.951

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ВИСТЛЕРЫ, СОЗДАВАЕМЫЕ СГУСТКАМИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

© 2020 г. А. Г. Березуцкий^{1, *}, М. А. Ефимов^{1, 2}, Ю. П. Захаров¹,
И. Б. Мирошниченко^{1, 2}, А. Г. Пономаренко¹, В. Г. Посух¹, В. Н. Тищенко¹,
А. А. Чибранов^{1, 2}, И. Ф. Шайхисламов^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Новосибирский государственный технический университет”, Новосибирск, Россия

*E-mail: a.berezuckiy@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 16.03.2020 г.

Принята к публикации 27.03.2020 г.

С использованием сгустков лазерной плазмы впервые осуществлена генерация интенсивных низкочастотных вистлеров, магнитное поле которых достигало ~25% от внешнего магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0367676520070066

ВВЕДЕНИЕ

Низкочастотные волны используются для зондирования атмосферы и ионосферы. Интенсивность и длина волн, создаваемых традиционными способами, ограничена низкой эффективностью методов амплитудной модуляции и генерации разностной частоты, и/или большими размерами антенн излучателей (РЛС “Goliath”, стенд НААРП и др.).

Энергетически эффективный метод возбуждения интенсивных низкочастотных волн (НЧ) в атмосфере и в космосе предложен на основе лабораторных экспериментов и расчетов на суперкомпьютерах [1–4]. Цуг периодических сгустков взрывного типа создает ударные волны, которые при определенной частоте ω_0 повторения сгустков, зависящей от их энергии и свойств окружающей среды формируют НЧ волну, ее длина линейно зависит от количества сгустков. При $\omega \ll \omega_0$ волны не взаимодействуют между собой, а при $\omega \gg \omega_0$ – длина результирующей волны слабо зависит от суммарной энергии сгустков. Сгустки последовательно создаются в фиксированной точке или на линии с интервалом $\sim 1/\omega_0$. Например, оптическими пробоями в неподвижном или движущемся фокусе импульсно-периодического лазерного излучения [9], где точечные ~0.5 см сгустки генерировали инфра-ультразвук.

В замагниченной плазме (далее – фон) ω_0 дополняется набором безразмерных параметров [3, 4], при выполнении которых большая часть энергии сгустков закачивается в магнитную сило-

вую трубку в виде потока плазмы сгустков и НЧ волн: крутильная Альфвеновская переносит момент импульса вращающейся плазмы фона, медленная магнитозвуковая волна – продольный импульс сжатой плазмы фона. Или, как показано в расчетах, в силовой трубке возбуждаются интенсивные НЧ вистлеры [5]. Волны имеют уникальные характеристики: амплитуда магнитных полей достигает ~30% от величины внешнего магнитного поля B_0 , энергия волнового пакета ~50% от энергии сгустков, распространение на большое расстояние практически без затухания, большая длина волн вдоль B_0 , значительно превышающая размер поперек магнитного поля. Для сравнения, на установке LAPD применялся только один сгусток лазерной плазмы для возбуждения Альфвеновской волны, а медленная магнитозвуковая волна вообще не рассматривалась [6].

Альфвеновские, медленные магнитозвуковые волны и вистлерные волны возбуждаются на стадии взрывного расширения сгустков в результате действия сил Лоренца. Тип генерируемых волн определяется ионно-плазменной длиной L_{pi} , нормированной на динамический радиус сгустка R_d :

$$L_{pi} = c / (2\pi f_{pi} R_d) = 3.61 \cdot 10^4 Z_0^{-1} \times \sqrt{m_0 [\text{а.е.м.}] / n_0 [\text{см}^{-3}] B_0^2 (1 + \beta_0) / Q [\text{Дж}]} \quad (1)$$

$R_d [\text{см}] = (8\pi \cdot Q [\text{Дж}] / B_0^2 (1 + \beta_0))^{1/3} \approx 630(Q / B_0^2 (1 + \beta_0))^{1/3}$ – характеризует размер, на котором плотность энергии лазерной плазмы сравнивается с

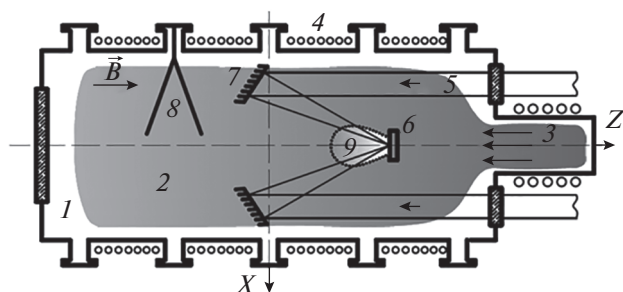


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – вакуумная камера, 2 – поток плазмы, создаваемый θ -пинчем (3), 4 – витки соленоида, создающего внешнее магнитное поле, аксиальное оси камеры, 5 – излучение CO_2 -лазера, 6 – мишень, 7 – фокусирующие линзы, 8 – измерительные зонды, размещенные в различных местах камеры, 9 – поток лазерной плазмы.

плотностью энергии фона. В (1) ионно-плазменная частота f_{pi} [Гц] = $210Z_0(n_0/m_0)^{1/2}$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см \cdot с $^{-1}$, Q – энергия сгустка, $\beta_0 \sim 0.1-1$ – отношение давления плазмы к давлению магнитного поля B_0 фона, m_0 и Z_0 – масса и заряд ионов фона, n_0 – концентрация плазмы. Сгустки возбуждают следующие типы волн: в диапазоне $L_{pi} \sim 0.05-0.25$ – Альфвеновскую и медленную магнитозвуковую волны [1–3]; $L_{pi} \sim 0.25-0.4$ – соответствует переходному режиму генерации, формируются одновременно Альфвеновская волна и слабые вистлеры [7]. В настоящем эксперименте впервые реализованы условия $L_{pi} > 0.6$, при которых Альфвеновская и медленная магнитозвуковая волны не возбуждаются, энергия сгустков отводится на генерацию интенсивных вистлеров, в которых отношение магнитного поля вистлеров к B_0 равно $B_W \sim 0.15-0.3$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показана схема эксперимента на стенде КИ-1. В камере размером 5×1.2 м в вакууме $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ торр, создавалось аксиальное магнитное поле величиной до 300 Гс. Импульсный индукционный источник (θ -пинч) создавал поток аргонной или гелиевой плазмы, который распространялся со скоростью $\sim 1.2 \cdot 10^6$ или $\sim 3 \cdot 10^6$ см \cdot с $^{-1}$ соответственно и заполнял всю приосевую область камеры радиусом ~ 30 см. Сгустки лазерной плазмы создавались посредством облучения полиэтиленовой мишени излучением одного CO_2 -лазера с параметрами: энергия импульсов ~ 200 Дж, длительность ~ 1 мкс, фокусное пятно на мишени 2.5 см, плотность энергии на мишени ~ 40 Дж \cdot см $^{-2}$, энергия, перешедшая в плазму $Q \sim 20$ Дж, начальная температура плазмы ~ 50 эВ.

Луч лазера предварительно делился на две части, которые симметрично фокусировались на мишень и создавали поток плазмы с высокой сте-

пенью цилиндрической симметрии, что позволяло формировать крутильные волны. В эксперименте варьировались такие параметры фоновой плазмы как магнитное поле $B_0 \approx 50-300$ Гс и концентрация $n_0 \sim 10^{12}-3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, а также масса ионов (гелий или аргон). Типичная температура ионов фона составляла $T_0 \sim 10$ эВ. Измерялись следующие величины: продольная, азимутальная и радиальная компоненты магнитного поля, концентрация плазмы $n(t)$ продольный ток J_z (пояс Роговского), радиальное электрическое поле. Регистрировалась энергия и форма лазерных импульсов. Измерения проводились на расстоянии $z = 87-250$ см от облучаемой мишени, что соответствует ближней зоне распространения волн $z/R_d < 5$.

Цель настоящего эксперимента состояла в демонстрации предельного режима возбуждения волн, когда лазерные сгустки генерируют только вистлеры большой амплитуды – отношение магнитных полей вистлеров и фона $B_W > 0.1$. В условиях эксперимента с гелиевым фоном реализуется переходной режим. Для аргонного фона были достигнуты значения $L_{pi} \sim 0.5-2$, и наблюдались только вистлеры.

На рис. 2 представлен типичные сигналы, зарегистрированные на расстоянии $z = 140$ см от мишени. В момент облучения мишени и создания лазерной плазмы ($t = 0$), концентрация плазмы фона равна $n_0 \sim 1.6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, что соответствует значению безразмерного параметра $L_{pi} \sim 1.8$. Начиная с момента времени $t = 6$ мкс датчик регистрирует суммарную концентрацию плазмы фона n_0 и потока лазерной плазмы, которая распространяется со скоростью ~ 200 км \cdot с $^{-1}$ вдоль магнитной силовой трубки. На рис. 2б показано азимутальное магнитное поле B_ϕ , измеренное со смещением по радиусу от оси симметрии на расстояние $r = 10$ см, где компонента B_ϕ максимальна (см. ниже). Фурье-спектр компоненты B_ϕ , приведен на рис. 2в. Отметим, магнитное поле вистлеров B_W много больше, чем в переходном режиме генерации сгустками лазерной плазмы [7] и при формировании вистлеров радиоволновыми методами [8].

Представленные сигналы соответствуют основным признакам вистлера: правосторонняя поляризация (см. вставку на рис. 2б) и характерная частота, которая находится в вистлерном диапазоне $(f_{ci}f_{ce})^{1/2} < f < f_{ce} \ll f_{pe}$. Нижняя F_1 и верхняя F_1 границы диапазона равны:

$$F_1 [\text{МГц}] = (f_{ci}f_{ce})^{1/2} = 0.164B_0\sqrt{Z/m_0}, \quad (2)$$

$$F_2 \equiv f_{ce} [\text{МГц}] = eB_0 [\text{Гс}]/m_e = 2.8B_0. \quad (3)$$

Здесь f_{ce} – циклотронная частота электронов, $f_{ci} = 1.53 \cdot 10^{-3}Z_0B_0/m_0$ – циклотронная частота

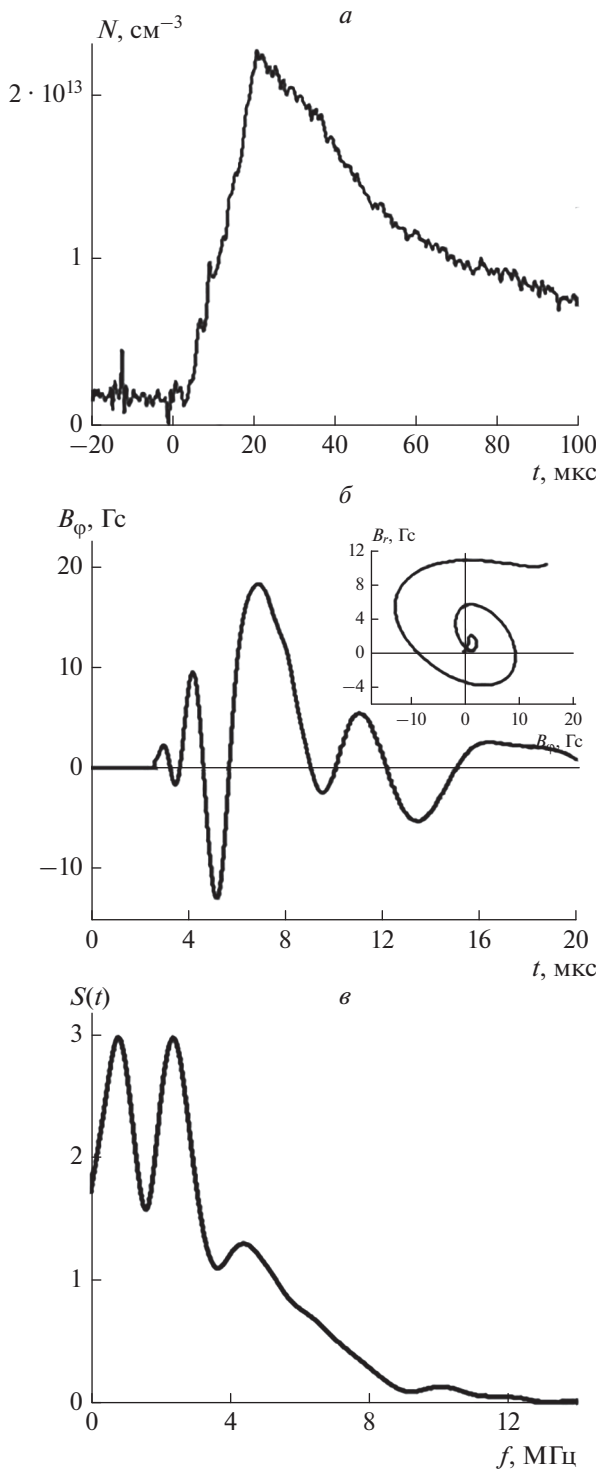


Рис. 2. Изменение во времени концентрации плазмы (а) и азимутальной компоненты магнитного поля B_ϕ (б). Панель в показывает частотный спектр компоненты $B_\phi(t)$ в интервале $t = 0 - 20$ мкс. Вставка в панели б показывает годограф поперечных компонент поля $B_r - B_\phi$. Время $t = 0$ соответствует моменту облучения мишени лазерным импульсом. Внешнее магнитное поле $B_0 = 100$ Гс, концентрация фоновой плазмы Ar^+ составляет $n_0 \sim 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Расстояние от мишени до точки регистрации равно $z = 140$ см.

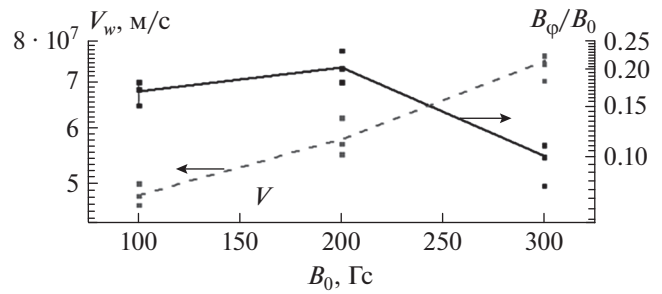


Рис. 3. Зависимость скорости распространения возмущения V_w и относительной амплитуды B_ϕ/B_0 от величины внешнего магнитного поля B_0 , измеренная на расстоянии $z = 140$ см от мишени.

ионов, $f_{pe} [\text{МГц}] = 9 \cdot 10^{-3} (n_0 [\text{см}^{-3}])^{1/2}$ — плазменная частота электронов. Для рис. 2 частоты равны: $F_1 = 2.6$ МГц, $F_2 = 280$ МГц, $f_{pe} = 1300$ МГц и $f \sim 3$ МГц.

В аргоновом фоне с большими значениями L_{pi} сгустки не создавали Альфвеновскую и медленную магнитозвуковую волны. Вплоть до времени измерения $t \sim 0.001$ с регистрировались только возмущения, распространяющиеся вдоль магнитного поля со скоростями, много большими как скорости Альфвеновской $V_A \sim 36 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, так и медленной магнитозвуковой $V_m \sim 11 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ волн. Для примера, задержка сигнала при $V_A \sim 36 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ составляла бы более 40 мкс.

Зависимость амплитуды азимутальной компоненты магнитного поля B_ϕ и скорости его распространения V_w от внешнего магнитного поля в аргоне иллюстрирует рис. 3.

Максимальная амплитуда возмущения $B_\phi/B_0 = 0.24$ достигалась в поле $B_0 = 200$ Гс. При $B_0 = 300$ Гс, величина B_ϕ/B_0 резко уменьшается, что связано с увеличением концентрации фона за счет сжатия внешним магнитным полем и уменьшения параметра Холла L_{pi} . Скорость возмущений измерялась как отношение расстояния от мишени до точек регистрации к времени прихода сигналов на зонды: $V = (z_2 - z_1)/(t_2 - t_1)$. Как видно, скорость распространения составляет сотни километров в секунду. Скорость и характерная частота зарегистрированных возмущений практически линейно зависят от величины магнитного поля.

Радиальное распределение амплитуды вистлерных возмущений показано на рис. 4. Измерения проведены в сечении $z = 140$ см в магнитном поле $B_0 = 100$ Гс в аргоне. Возмущения имеют максимальную амплитуду на расстояниях $r = 7 - 10$ см от оси камеры. Следует отметить, что концентрация фона по мере удаления от оси эксперимен-

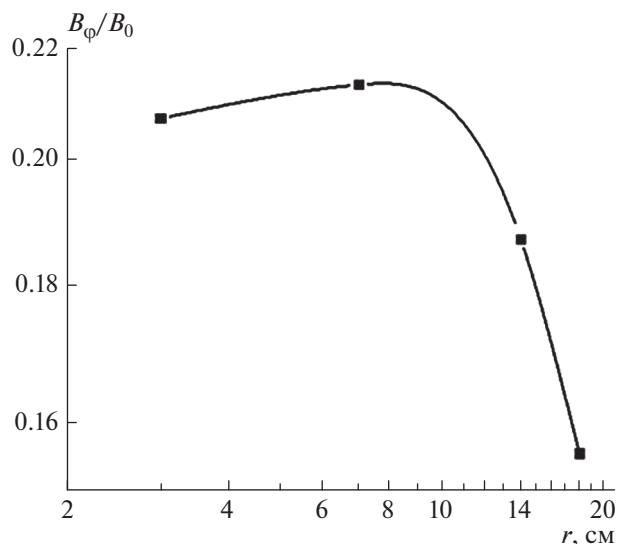


Рис. 4. Радиальное распределение максимальной по времени амплитуды возмущения B_ϕ/B_0 . Измерения сделаны в сечении $z = 140$ см при величине внешнего магнитного поля $B_0 = 100$ Гс.

тальной камеры не была постоянной и изменялась в диапазоне $n_0 = 5 \cdot 10^{12} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сгустки лазерной плазмы возбуждают интенсивные вистлеры, если длина ионно-плазменных колебаний в замагниченной плазме фона превышает половину характерного радиуса R_d расширения сгустка. Условие генерации интенсивных вистлеров позволяет определить энергию сгустков в зависимости от параметров фона. При этом необходимо учитывать, что начальная скорость разлета плазмы сгустков должна превышать скорость Альфвеновских волн в фоне.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образо-

вания Российской Федерации (тема № АААА-А17-117021750017-0), при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-12-00080) и РФФИ (проекты №№ 18-29-21018мк, 18-32-00029, 18-42-543019). Обоснование эксперимента выполнено с использованием расчетов на суперкомпьютерах МГУ, ССКЦ СО РАН, НГУ и Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 5. С. 464; Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F. // Quant. Electron. 2010. V. 40. № 5. P. 464.
2. Тищенко В.Н., Шайхисламов И.Ф. // Квант. электрон. 2014. Т. 44. № 2. С. 98; Tishchenko V.N., Shaikhislamov I.F. // Quant. Electron. 2014. V. 44. № 2. P. 98.
3. Тищенко В.Н., Захаров Ю.П., Шайхисламов И.Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 5. С. 303; Tishchenko V.N., Zakharov Yu.P., Shaikhislamov I.F. et al. // JETP Lett. 2016. V. 104. № 5. P. 293.
4. Тищенко В.Н., Березуцкий А.Г., Бояринцев Э.Л. и др. // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 9. С. 849; Tishchenko V.N., Berezutskiy A.G., Boyarintsev E.L. et al. // Quant. Electron. 2017. V. 47. № 9. P. 849.
5. Tishchenko V.N., Berezutskiy A.G., Boyarintsev E.L. et al. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2098. № 1. Art. № 020014.
6. Niemann C., Gekelman W., Constantin C.G. et al. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. № 1. Art. № 012108.
7. Прокопов П.А., Захаров Ю.П., Тищенко В.Н. и др. // Солн.-земн. физ. 2016. Т. 2. № 1. С. 14; Prokopov P.A., Zakharov Yu.P., Tishchenko V.N. et al. // Solar Terr. Phys. 2016. V. 2. № 1. P. 19.
8. Гушин М.Е., Коробков С.В., Костров А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92. № 2. С. 89; Gushchin M.E., Korobkov S.V., Kostrov A.V. et al. // JETP Lett. 2010. V. 92. № 2. P. 85.
9. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н. и др. // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 10. С. 941; Tishchenko V.N., Apollonov V.V., Grachev G.N. et al. // Quant. Electron. 2004. V. 34. № 10. P. 941.