

## ПАРАМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ МОЩНЫМ МИКРОВОЛНОВЫМ ПУЧКОМ

А.М.Анпилов, Н.К.Бережецкая, В.А.Копьев, И.А.Косский

Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 сентября 1995 г.

После переработки 16 октября 1995 г.

Эксперименты, проведенные с плазмой, создаваемой пучком мощного импульсного микроволнового излучения у поверхности находящегося в вакууме диэлектрика, показали, что это плазменное образование ("микроволновый факел") обладает парамагнитными свойствами, усиливая наложенное извне аксиальное магнитное поле. Наблюдающееся явление рассматривается как результат нелинейного взаимодействия мощной электромагнитной волны с созданной ею же "надкритической" плазмой в "резонансной" области последней.

Факел, создаваемый пучком мощного микроволнового излучения у поверхности находящегося в вакууме диэлектрика (см. [1]), представляет собой плазменное образование, в большей своей части состоящее из практически полностью ионизованной ( $n_e \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), горячей ( $T_e \geq 100 \text{ эВ}$ ) бесстолкновительной водородной плазмы. Характерная схема получения факела приведена на рис.1.

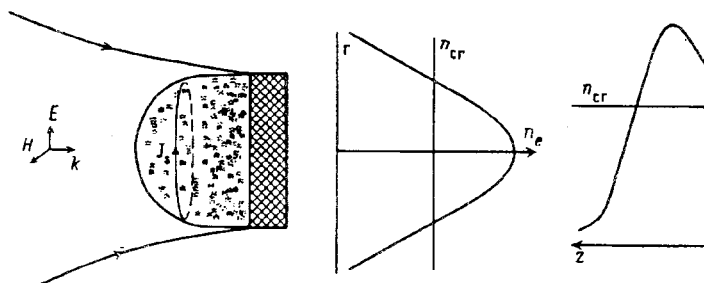


Рис.1. Схема генерации плазменного факела пучком микроволнового излучения

Свойства микроволнового факела, как показали исследования [1], во многом определяются нелинейными процессами, развивающимися в "резонансной" области созданной у поверхности диэлектрика плазмы (области, где циклическая частота микроволнового излучения  $\omega$  сравнивается с собственной плазменной ленгмюровской частотой  $\omega_{pe}$ ). Возбуждение сильных ленгмюровских волн и их "прокидывание" сопровождается аномальным нагревом электронной компоненты, появлением высокоэнергичного "хвоста" на его функции распределения по энергиям, скачкообразным возрастанием плазменного потенциала, ускорением до высоких энергий ионной компоненты и т.д. Именно резонансными явлениями объясняется также генерация спонтанных самозамкнутых токов  $J_z$  (см. рис.1), зарегистрированных в [2], а также квазистационарных токов в цепи введенного извне в факел электрода [1,3].

В обширном цикле работ [1-3], посвященном взаимодействию мощных микроволновых пучков с созданной ими же надкритической плазмой ( $n_e > n_{ecrit} = m\omega^2/4\pi e^2$ ), исследовались изотропные плазменные образования, возбуждаемые в отсутствие наложенных извне магнитных полей.

Цель настоящей же работы заключается в экспериментальном исследовании внутриплазменных токов в микроволновом факеле в условиях наложения на разрядную область стационарных магнитных полей  $B_{0z}$ . Величины магнитных полей, использованные в настоящем эксперименте, выбирались столь малыми, чтобы не оказывать существенного влияния на динамику плазменного факела и на достижимые в микроволновом импульсе параметры плазменного образования. В частности, отметим, что условия описываемого эксперимента далеки от циклотронного резонанса:  $\omega \gg \omega_c$ , где  $\omega_c$  – частота ларморовского вращения электрона во внешнем магнитном поле.

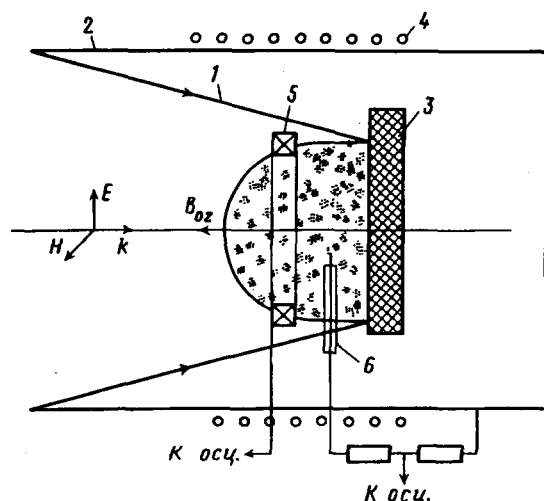


Рис.2. Схема эксперимента с возбуждением микроволнового факела при наложении на разрядную область стационарных магнитных полей: 1 – микроволновый пучок; 2 – вакуумная камера; 3 – диэлектрическая мишень; 4 – соленоид, создающий аксиальное стационарное магнитное поле; 5 – магнитный зонд-катушка; 6 – ленгмюровский зонд

Эксперимент ставился по схеме, изображенной на рис.2. Сходящийся пучок мощного импульсного микроволнового излучения 1 вводится в цилиндрическую вакуумную камеру 2 (остаточное давление  $\leq 10^{-5}$  Торр). Параметры микроволнового излучения: длина волны  $\lambda_f = 2.5$  см, пиковая мощность  $P_f \leq 600$  кВт, длительность микроволнового импульса  $\tau_f \leq 20$  мкс. В фокус микроволнового пучка помещается диэлектрическая (или металлодиэлектрическая) мишень 3, у поверхности которой при облучении мощным микроволновым пучком в результате частичной сублимации вещества мишени и ионизации паров возникает плазма – микроволновый факел. Соленоид 4, расположенный на внешней поверхности камеры, создает стационарное аксиальное магнитное поле  $B_{0z} \leq 10 \text{ Э}$ . Система катушек (магнитных зондов) 5 с различными радиусами измеряет изменение магнитного потока в их сечении при генерации импульсного плазменного факела у поверхности мишени.

На рис.3 приведены одновременно зарегистрированные: огибающая СВЧ импульса (а) и сигналы с диагностического зонда-катушки (b) и с измеряющего плазменный потенциал ленгмюровского зонда 6 (c). Из рисунка видно, что внутриплазменные токи и связанные с ними магнитные поля начинают проявляться с определенной временной задержкой. Задержка эта всегда пре-

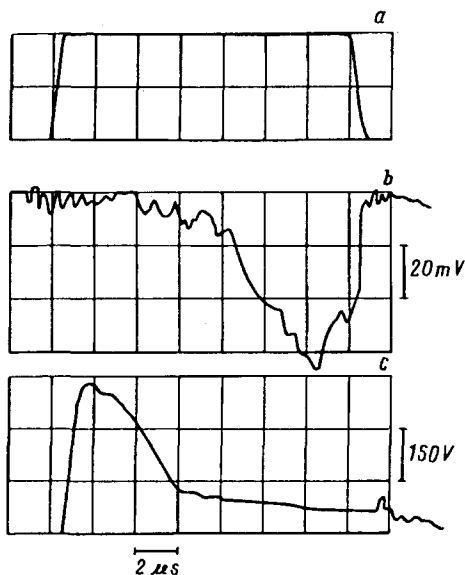


Рис.3. Типичные осциллограммы сигналов: *a* – огибающая микроволнового импульса; *b* – сигнал с диагностического магнитного зонда-катушки; *c* – сигнал с "плавающего" ленгмюровского зонда

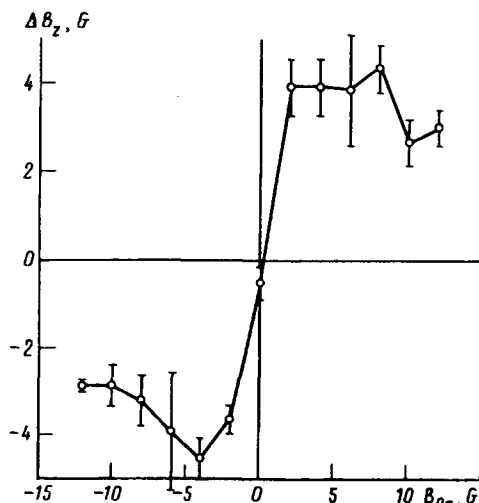


Рис.4. Характерная зависимость вызванного микроволновым разрядом изменения внешнего магнитного поля от его начальной величины

восходит время от включения микроволнового излучения до скачкообразного возрастания плазменного потенциала, коррелирующего (см. [1]) с моментом достижения критической концентрации в факеле и, соответственно, с развитием нелинейных процессов взаимодействия микроволн с плазмой в области резонанса ( $\omega = \omega_{pe}$ ).

Сигналы с диагностических магнитных катушек, аналогичные изображенным на рис.3, появляются лишь при наложении на внутрикамерное пространство стационарных магнитных полей  $B_{0z}$  (создаваемых внешним соленоидом) и существенно превосходит сигналы, связанные со спонтанными токами, возникающими в незамагниченной плазме.

Характерная зависимость импульсных магнитных полей  $\Delta B_z$ , сопровождающих появление микроволнового факела, от величины наложенного извне стационарного магнитного поля  $B_{0z}$ , приведена на рис.4. Видно, что внутриплазменные азимутальные токи отсутствуют при отсутствии внешнего поля  $B_{0z}$  (точнее, выходят на уровень спонтанных квазистационарных азимутальных токов, обнаруженных в [2]) и меняют свой знак с изменением направления внешнего поля. Направление импульсных магнитных полей совпадает с направлением внешнего стационарного поля, что позволяет приписать плазме микроволнового факела парамагнитные свойства.

Парамагнетизм микроволнового факела, может рассматриваться как еще одно следствие нелинейных процессов, развивающихся в области плазменного резонанса. При этом определяющую роль в генерации азимутальных токов может играть характер энергетического распределения электронов, приобрета-

ющих энергию вблизи "резонанса". Как показано в [1], генерация сильных ленгмюровских волн в этой области факела приводит как к нагреву основной массы электронов с формированием максвелловской части функции распределения, характеризуемой температурой  $T_e$ , так и к образованию надтеплого "хвоста" высокоэнергичных электронов, обладающих средней энергией  $\epsilon_h \gg T_e$ . Характерное энергетическое распределение электронов в факеле приведено на рис.5.

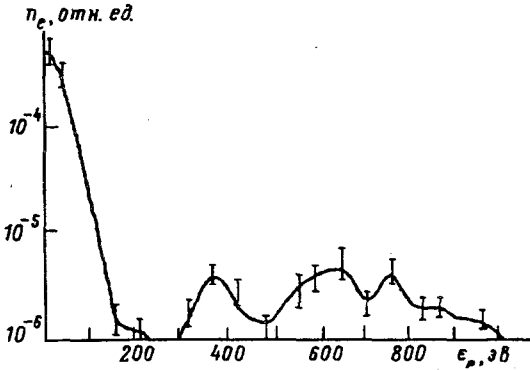


Рис.5. Характерное энергетическое распределение электронов в микроволновом факеле

Потенциал, приобретаемый факелом после достижения критической концентрации, согласно [1], по порядку величины составляет  $\varphi_p \approx \epsilon_h/e$ , а радиальное электрическое поле  $E_r \approx \epsilon_h/e\delta$ , где  $\delta$  - характерный размер области падения плазменного потенциала (вблизи "резонансной" поверхности). Согласно [4], можно принять  $\delta \approx 3c/v_{eff}$ , где  $v_{eff}$  - эффективная частота соударений электронов в факеле:  $\omega_{pi}, \nu_{ei} \ll v_{eff} \leq \omega_{pe}$ .

В условиях настоящего эксперимента при наложении извне стационарного магнитного поля выполняется соотношение

$$\rho_{ie} \ll a \ll \rho_{ii}, \quad (1)$$

где  $\rho_{ii}$  - ларморовский радиус протонов,  $\rho_{ie}$  - ларморовский радиус электронного компонента,  $a$  - характерный размер плазменного образования (согласно [1]  $a \approx 2 - 3\lambda_f$ ). Это означает, что в плазме факела могут возбуждаться азимутальные дрейфовые токи электронов

$$J_D \sim cn_{em}E_r/B_{0z} \sim n_{em}\epsilon_h/B_{0z}\delta. \quad (2)$$

Потенциал плазмы факела  $\varphi_p$  положителен, и электронный дрейф приводит к токам, усиливающим внешнее магнитное поле  $B_{0z}$ ,  $n_{em}$  - максимальная концентрация электронов в факеле.

Вместе с тем в плазме факела могут возбуждаться и так называемые "диамагнитные" токи, ослабляющие внешнее магнитное поле [5]. Диамагнитный ток определяется соотношением

$$J_d \sim \nabla n_e T_e / B_{0z} \sim n_{em} T_e / B_{0z} a. \quad (3)$$

Как следует из (2) и (3), отношение "дрейфового" и "диамагнитного" токов в факеле пропорционально отношению средней энергии высокоэнергичного

"хвоста" к средней энергии тепловых электронов:

$$\frac{J_D}{J_d} \sim \frac{\epsilon_n a}{T_e \delta}. \quad (4)$$

В условиях описываемого эксперимента, когда  $\epsilon_n \gg T_e$ , дрейфовые токи электронов могут существенно превосходить диамагнитные, что может явиться причиной наблюдаемого "парамагнетизма" микроволнового факела.

Для расчета величины и распределения магнитных полей, связанных с дрейфовыми токами, безусловно представляло бы интерес привлечение арсенала современной теории взаимодействия сильных электромагнитных полей с бесстолкновительной, неоднородной, надкритической плазмой (см., например, [6]). Здесь же мы можем лишь привести приближенное выражение для приращения аксиального магнитного поля в предположении, что дрейфующие электроны формируют токовое кольцо с большим радиусом порядка  $a/2$  и с поперечным сечением порядка  $\delta^2$ :

$$\Delta B_z \sim n_e (E_r / B_{0z}) (\delta^2 / a). \quad (5)$$

Электрическое поле  $E_r$  слабо меняется во времени в течение микроволнового импульса. Это, казалось бы, противоречит осциллограмме с ленгмюровского зонда на рис. 3с. Однако нужно иметь в виду, что осциллограмма эта определяет временное поведение *плазменного потенциала* в фиксированной точке вблизи плазмообразующей мишени и свидетельствует, строго говоря, лишь о моменте достижения критической концентрации и начале "резонансного" взаимодействия. Анализ же полной пространственной картины распределения потенциала, снятой зондами (см., например, [1,7]), а также снятых в различные моменты времени функций распределения электронной компоненты по энергии [8], указывает на медленный спад величины  $E_r$  (область падения потенциала – резонансная область – перемещается в пространстве, отдаляясь со временем от плазмообразующей мишени). Имея в виду сказанное выше, зарегистрированный в эксперименте медленный рост  $\Delta B_z$  (рис.3б) можно приписать росту концентрации электронов, темп которого, согласно приведенным в [1] результатам, увеличивается после достижения  $n_e$  критической величины.

Отношение дрейфовых токов к диамагнитным, как следует из (4), не зависит от величины наложенного извне магнитного поля. Поэтому в приближении малых магнитных полей наблюдаемый эффект должен, независимо от  $B_{0z}$ , иметь парамагнитный характер (что подтверждается экспериментом). В то же время в области достаточно больших магнитных полей, при которых становятся замагниченными и ионы, дрейфовые токи исчезают и определяющим должен стать диамагнитный эффект.

Таким образом, к специфическим особенностям, связанным с нелинейными резонансными процессами взаимодействия мощной электромагнитной волны с созданной ею же плазмой, может быть отнесено еще одно – обнаруженное в настоящем эксперименте – свойство, а именно, парамагнетизм факела, возбуждаемого микроволновым пучком у поверхности облучаемой в вакууме мишени.

Авторы благодарны И.В.Соколову за идею эксперимента и Г.М.Батанову за интерес к работе.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-16914).

- 
1. А.М.Анпилов, Н.К.Бережецкая, С.И.Грицинин и др. В сб. "Генерация нелинейных волн и квазистационарных токов в плазме", М.: Наука, Труды ИОФАН **16**, 16 (1988).
  2. А.М.Анпилов, Н.К.Бережецкая, В.А.Копьев и др. *Физика плазмы* **20**, 1086 (1994).
  3. Г.М.Батанов, В.А.Иванов, В сб. "Генерация нелинейных волн и квазистационарных токов в плазме", М.: Наука, Труды ИОФАН **16**, 46 (1988).
  4. А.М.Анпилов, И.А.Косый, Г.С.Лукиянчиков, П.О.Никурадзе, *ЖТФ* **55**, 2340 (1985).
  5. Д.А.Франк-Каменецкий, Лекции по физике плазмы, М.: Атомиздат, 1964.
  6. Сб. *Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой*, Сб. под ред. А.Г.Литвак, Горький, 1980.
  7. Г.М.Батанов, В.А.Иванов, И.А.Косый, К.Ф.Сергейчев, *Физика плазмы*, **12**, 552 (1986).
  8. Г.М.Батанов, Н.К.Бережецкая, А.А.Дорофеев и др., *Физика плазмы* **9**, 604 (1983).