

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
04; 10; 12

26 марта 1989 г.

РАСSEИВАЮЩАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЛИНЗА

А.А. Гончаров, А.В. З а т я г а н,
И.М. П р о ц е н к о

В настоящее время бесспорным признается решающее значение принципа эквипотенциализации магнитных силовых линий в становлении и развитии плазмооптики, вызвавшей к жизни класс новых устройств, способных эффективно управлять мощными потоками заряженных частиц [1, 2]. Среди этих устройств особой привлекательностью пользуется плазменная линза благодаря своей практической значимости, простоте конструкции и наглядности проявления плазмооптических механизмов. Предложенная А.Н. Морозовым поначалу теоретически [3], как способ фокусировки компенсированных пучков положительных ионов, такая линза сразу обнаружила ряд достоинств, принципиально отличающих ее от своих „вакуумных” предшественниц, в частности возможностью простой переменной знака приложенного напряжения менять фокусирующий собирающий режим на рассеивающий. Во всех известных до сих пор экспериментальных исследованиях линзы изучались различные аспекты исключительно фокусирующего режима простейшей плазмодинамической системы, состоящей из пучка быстрых положительных ионов и компенсирующих электронов, одновременно играющих ключевую роль в эквипотенциализации силовых линий магнитного поля. В частности, в ряде работ [4-6] было установлено, что оптическая сила плазменной линзы пропорциональна приложенному к ней напряжению \mathcal{U}_1 и практически не зависит от силы тока $I_{\text{п}}$ входящего ионного пучка в широком диапазоне значений. Это обусловлено тем, что собирающая линза фактически представляет собой магнитоэлектростатическую ловушку для электронов, в которой выравнивание потенциала вдоль магнитных силовых линий происходит благодаря работе, совершаемой

электронами прежде всего против сил внешнего электрического поля, а также против кулоновских сил пространственного заряда пучка. Совершенно иная ситуация в рассеивающей линзе. Здесь уже внешнее электрическое поле производит отбор электронов из объема линзы и для реализации плазмооптического механизма требуется достаточно мощный положительный объемный заряд ионного пучка, способный удержать на силовой линии магнитного поля достаточное для ее эквипотенциализации количество электронов. Эти соображения естественно вытекают из рассмотрения в рамках простейшей модели, предполагающей однородное заполнение зарядами плотностью n_e и n_i всего объема линзы, условия эквипотенциализации силовой линии длиной $l \gg R$ (R — радиус линзы), проходящей через присевую область системы, которое можно представить в виде

$$n_e - n_i = \frac{\pm \varphi_A}{\pi e R^2},$$

где знак (+) относится к собирающему, а знак (-) — к рассеивающему режиму работы (ср. с [2]). Легко видеть, что рассеивающая плазмооптическая система может эффективно реализовываться только в достаточно интенсивном ионном пучке, когда

$$\frac{I_{\eta}}{v_b} > \varphi_A \quad (v_b - \text{скорость пучка}).$$

В случае слабого пучка $\varphi_A \frac{R^2}{4l^2} < \frac{I_{\eta}}{v_b} < \varphi_A$ становится возможным отбор электронов из объема внешним электрическим полем; эквипотенциализация нарушится, и процесс рассеяния пучка станет носить не чисто плазмооптический характер, а

при $\frac{I_{\eta}}{v_b} < \varphi_A \frac{R^2}{4l^2}$ будут работать механизмы „вакуумной“ оптики. Цель настоящей работы — экспериментальная демонстрация возможности реализации рассеивающей плазменной линзы.

Упрощенная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Получаемый с помощью источника типа „обращенный“ газомagnetрон [6] импульсный ионный пучок с током 10–350 мА, энергией $W \lesssim 35$ кэВ и $\tau \sim 100$ мкс проходил через расположенную на расстоянии ~ 20 см от экстрактора плазменную линзу на подвижный секционированный коллектор. Общая длина линзы 12 см, диаметр входной апертуры ~ 7.5 см. Центральный электрод имел наибольший положительный или отрицательный потенциал, а симметричные относительно него электроды попарно соединялись накоротко. Максимальная напряженность импульсного магнитного поля в линзе $H_A \lesssim 1.2$ кЭ. Давление остаточного газа в системе $p \lesssim 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст., так что заполнение линзы электронами осуществлялось в основном за счет ионно-электронной эмиссии со стенок электродов, на которые попадали ионы с периферийной части пучка.

На рис. 2, а приведены зависимости величин K_+ и K_- , равных отношению плотности тока на оси пучка при отключенной линзе ($\varphi_A = 0$, $H_A = 1$ кЭ) к плотности тока в случае положительного (1) и отрицательного (2) потенциала ее электродов в функции тока I_{η} ионного пучка, входящего в апертуру линзы. Как видим, в отличие от собирающего в рассеивающем режиме оптическая сила линзы сильно уменьшается при убывании тока пучка. На рис. 2 (кривая 3) приведена также зависимость величины K_- от тока I_{η} в случае

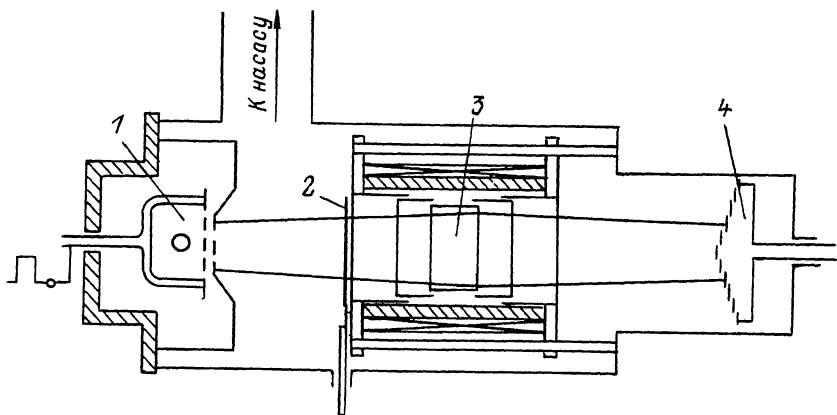


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 - ионный источник; 2, 4 - подвижные коллекторы ионного пучка; 3 - плазменная линза.

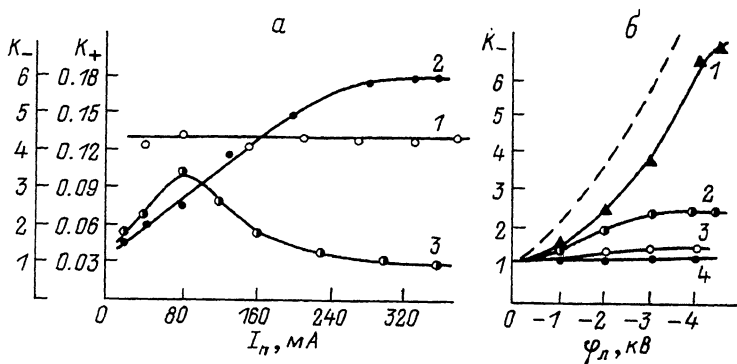


Рис. 2. а) Зависимости K_+ и K_- от тока ионного пучка. Энергия пучка $W=28$ кэВ. 1 - потенциал линзы $\varphi_l = +3.6$ кВ, 2 - $\varphi_l = -3.6$ кВ $H_l = 1$ кЭ; 3 - $\varphi_l = -3.6$ кВ, $H_l = 0$. б) Зависимость K_- от потенциала линзы. $W=28$ кэВ, $H_l = 1$ кЭ. 1 - ток пучка $I_p = 260$ мА, 2 - 120 мА, 3 - 20 мА, 4 - 10 мА. Пунктир - расчетная кривая.

$\varphi_l = -3.6$ кВ и $H_l = 0$, т.е. в чисто электростатическом режиме. Сравнение зависимостей (2) и (3) дает основание заключить, что плазмооптический режим рассеивания реализуется лишь при больших значениях I_p ($I_p \gtrsim 300$ мА), когда оптическая сила уже не зависит от тока ионного пучка, а наличие $\varphi_l \neq 0$ при $H_l = 0$ никакого влияния на пучок не оказывает. При этом определенное из экспери-

мента фокусное расстояние оказывается достаточно близким к значению, вычисленному по выражению, полученному для собирающей плазменной линзы. С уменьшением значения I_{η} режим рассеивания все более отличается от плазмооптического и, начиная с некоторого тока при его дальнейшем уменьшении, определяется только потенциалом φ_A вне зависимости от наличия или отсутствия магнитного поля в объеме линзы. Рис. 2, б иллюстрирует зависимости K_- от потенциала линзы, получаемые для различных значений тока I_{η} . Приведенная здесь же пунктиром теоретическая кривая рассчитана по выражению $K_- = (1 + \frac{2\varphi_A d}{WR})^2$, полученному для идеальной рассеивающей тонкой плазменной линзы (d - расстояние линзы от коллектора). Наблюдаемые отклонения экспериментальных зависимостей от расчетной, очевидно, связаны с присущими реальной линзе неоднородностями, которые должны проявляться тем менее, чем больше ток ионного пучка. Переход кривых к насыщению также связан с величиной I_{η} , при меньших токах этот переход наступает раньше.

В работе впервые показана возможность реализации рассеивающего режима плазменной линзы, полученные данные находятся в согласии с физическими принципами плазмооптики. Объединение в одном устройстве рассеивающих и собирающих свойств расширяет возможности их использования в управлении интенсивными пучками заряженных частиц.

В заключение авторы выражают благодарность И.С. Гасанову за участие в конструировании линзы и полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Морозов А.И. // ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 6. С. 1363-1366.
- [2] Морозов А.И., Лебедев С.В. Плазмооптика. В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1974, в. 8, с. 247-381.
- [3] Лебедев С.В., Морозов А.И. // ЖТФ. 1966. Т. 36. В. 5. С. 960-962.
- [4] Жуков В.В., Морозов А.И., Шепкин Г.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. В. 1. С. 24-27.
- [5] Демиденко И.И., Лышно Н.С., Морозов А.И., Падалка В.Г. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 3. С. 556-563.
- [6] Габович М.Д., Гасанов И.С., Проценко И.М. // Письма в ЖТФ. 1974. Т. 3. В. 21. С. 1153-1155.
- [7] Гончаров А.А., Проценко И.М., Самков М.П. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 5. С. 931-935.