

04;10

©1992 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ЛИНЗА С ЭЛЕКТРОННЫМ ОБЛАКОМ

*А.И.Бугрова, А.С.Липатов,
А.И.Морозов, В.К.Харчевников*

Экспериментально исследуются свойства электромагнитной линзы, работающей в режиме с „холодным“ электронным облаком (в габоровском режиме) при фокусировке и дефокусировке быстрого электронного пучка. Подтверждены расчетные значения фокусных расстояний. Проведено исследование зависимости тока через линзу от величины магнитного поля линзы и давления газа в вакуумной камере. Сделана оценка времени наполнения объема линзы холодными электронами. Корпускулярным методом измерено распределение электрического потенциала в объеме линзы в габоровском режиме.

1. В данной работе будут рассмотрены фокусировка и дефокусировка осесимметричными линзами очень редких пучков, объемным зарядом которых можно пренебречь. В этом случае линзы могут быть двух типов. Один из них — классический, когда в объеме линзы поля подчиняются уравнениям Лапласа

$$\Delta\Phi = 0, \quad \Delta\Phi_m = 0. \quad (1)$$

Здесь Φ и Φ_m — соответственно электрический и магнитный потенциалы. Использование лапласовых полей приводит к ряду ограничений. В частности, неустранимость сферической и хроматической аберрации, невозможность создания уединенной рассеивающей линзы и т.д. [1]. Д. Габором [2], а ранее экспериментами Х. Буша [3] и Шерцера [4] было показано, что, используя слабые магнитные поля, можно создать облако „холодных“ электронов, объемный заряд которых существенно усиливает преломляющие свойства электромагнитных полей. На этой основе в настоящее время созданы различного класса приборы, которые мы будем называть „габоровскими“. Однако во всех этих приборах изучалась фокусировка ионных потоков. В то же время использование габоровских линз для фокусировки „быстрых“ электронных пучков, насколько нам известно, не изучалось. Поэтому в данной работе рассматриваются три вопроса: фокусировка и дефокусировка электронных пучков в объемном поле, созданном медленными электронами; возможность управления конфигурацией электронного облака путем изменения геометрии магнитного поля; механизм переноса электронов поперек магнитного поля и, следовательно, время установления процесса.

2. Рассмотрим пучок заряженных частиц, который проходит вдоль оси симметрии аксиально-симметричных электрического и магнитных полей. Такая система, известная как вакуумная линза, в обычном вакуумном режиме имеет оптическую силу, равную

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_E} + \frac{1}{F_H}, \quad (2)$$

где F_E , F_H — фокусные расстояния магнитной и электрической линзы соответственно. В вакуумном режиме (без облака)

$$\frac{1}{F_H} = \frac{1}{k_H} \frac{I_{n0}^2}{U_0}, \quad k_H = \frac{256mR_H}{3e\pi\mu_0^2 N^2}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{F_E} = \frac{1}{k_E} \frac{U_{n0}^2}{U_0^2}, \quad (4)$$

где N — число витков магнитной катушки; I_{n0} — ток через катушку; R_H — ее средний радиус; eU_0 — энергия фокусируемого потока электронов; U_{n0} — потенциал, подаваемый на центральный электрод линзы; k_E — параметр, определяемый конструкцией линзы; e и m — заряд и масса электронов; μ_0 — магнитная постоянная.

Заполним объем линзы тепловыми электронами. Произойдет эквипотенциализация магнитных силовых линий [5]. Так как условие эквипотенциализации магнитных силовых линий определяется динамикой электронной компоненты, то соблюдение условия квазинейтральности не обязательно. Поэтому линза в этом случае может фокусировать и некомпенсированный электронный или ионный потоки. Однако наличие электронного облака тепловых электронов на оптической силе магнитной линзы не скажется. Оптическая сила электростатической линзы в режиме с электронным облаком будет определяться выражением [5]

$$\frac{1}{F_{E'}} = \frac{1}{k_{E'}} \left(\frac{U_n}{U_0} \right), \quad k_{E'} = \frac{R_E}{2\theta}, \quad (5)$$

где $\theta \sim 1$ — параметр, определяемый геометрией линзы; R_E — внутренний радиус центрального электрода линзы.

В отличие от вакуумного режима, где фокусировка является эффектом второго порядка, оптическая сила линзы с электронным облаком пропорциональна первой степени отношения (U_n/U_0). Сравнение выражений (5) и (4) показывает, что в вакуумном режиме электростатическая линза всегда собирающая, тогда как в режиме с электронным облаком она может быть как собирающей, так и рассеивающей. Если через линзу проходит электронный поток, то она будет рассеивающей при $U_n > 0$ и собирающей при $U_n < 0$. Суммарная оптическая сила такой линзы будет определяться выражением (2), где вместо F_E надо подставить $F_{E'}$.

3. Экспериментальные исследования фокусирующих свойств в вакуумном режиме и в режиме с электронным облаком проводились на линзе, конструкция которой приведена на рис. 1,б. Магнитное поле создавалось катушкой 1, содержащей $N = 530$ витков. Средний радиус катушки $R_H = 30$ мм. Через катушку пропускался постоянный ток, величина

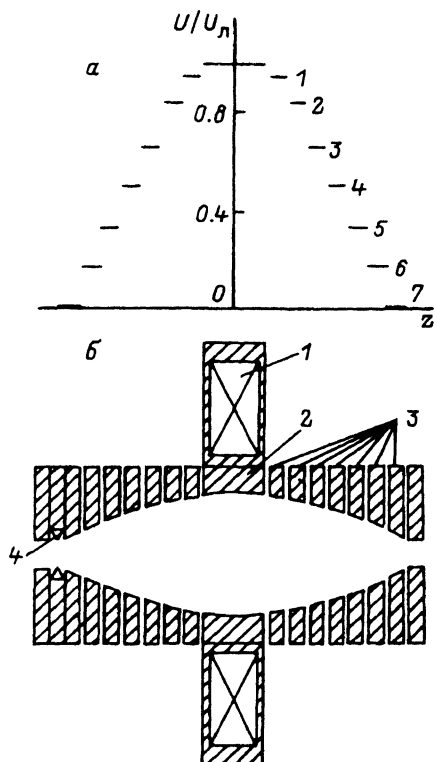


Рис. 1. Конструкция линзы и распределение потенциала на электродах.

которого могла изменяться от 0 до 1 А. Катушка одевалась на одиночную линзу, которая состояла из центрального электрода 2 и четырнадцати электродов 3, расположенных симметрично по обе стороны катушки. Симметричные электроды замыкались попарно между собой. Внутренний радиус электродов плавно уменьшался от $R_E = 12$ до 3 мм. Длина линзы составляла 77 мм. На электроды линзы подавалось напряжение. Распределение напряжения по электродам показано на рис. 1, а. Источником тепловых электронов служили две симметрично расположенные вольфрамовые нити накаливания 4. Для более эффективного наполнения рабочего объема линзы электронным облаком на нить подавался отрицательный относительно земли потенциал. Такой закрытый тип линзы выбран для уменьшения размеров эквипотенциальной «приосевой трубки» (ЭПОТ). Дело в том, что в открытых линзах силовые линии магнитного поля упираются в металлические стенки вакуумной камеры и приобретают нулевой потенциал. Так что электрическое поле эффективно существует только вблизи поверхности электродов [6].

Через линзу проходил высокоэнергетичный расходящийся пучок электронов, который фокусировался на люминесцентном экране. Пучок электронов фокусировался электронной пушкой. Энергия электронов в пучке могла меняться от 1.5 до 3 кэВ. Расстояния от электронной пушки до линзы и от линзы до экрана были равны электронной пушки до линзы и от линзы до экрана были равны соответственно $d = 70$ мм, $f = 300$ мм.

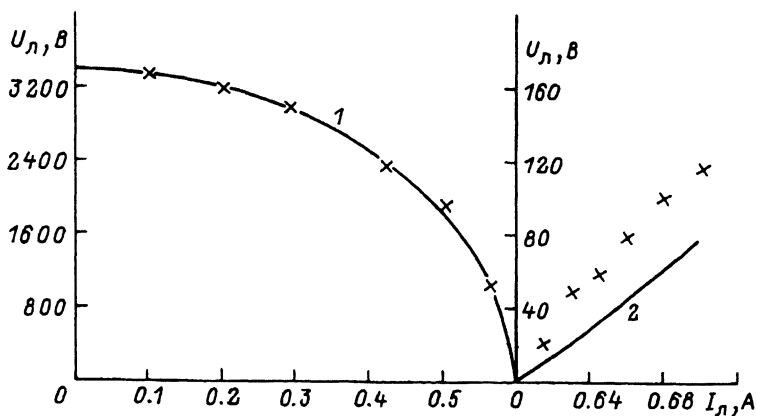


Рис. 2. Зависимость напряжения на линзе от тока в магнитной катушке. 1 — вакуумный режим, 2 — режим с электронным облаком, крестики — экспериментальные точки.

4. Вакуумный режим. Экспериментальные исследования в вакуумном режиме проводились с целью определения фокусных расстояний электрической и магнитной линз. Для этого сначала включалось одно магнитное поле. Измерялось значение тока в катушке $I_{л0}$, при котором пятно фокусировалось на экране. Для энергии фокусируемых электронов $eU_0 = 2$ кэВ, значение фокусирующего тока равнялось $I_{л0} = 0.6$ А. Фокусное расстояние, рассчитанное по формуле (3) для этих значений U_0 и $I_{л0}$ равнялось $F_H = 5.8$ см. Эту величину можно сравнить с фокусным расстоянием, рассчитанным по формуле тонкой линзы. Для указанных выше значений f и $dF_H = 5.7$ см, что хорошо согласуется с величиной, рассчитанной по (3). Затем исследовалась работа электростатической линзы при выключенном магнитном поле. Измерялось значение потенциала на центральном электроде $U_{л0}$, при котором происходила фокусировка пятна на экране. Для $eU_0 = 2$ кэВ это значение равнялось $U_{л0} = 3.4$ кВ.

В случае действия обеих линз их оптические силы складываются. Экспериментально определялись значения напряжения на линзе U_l и ток через магнитную катушку I_l , при которых наблюдалась фокусировка на экране. Легко показать, что связь между этими величинами определяется формулой

$$\left(\frac{I_l}{I_{л0}}\right)^2 + \left(\frac{U_l}{U_{л0}}\right)^2 = 1, \quad (6)$$

где $I_{л0}$ — значение фокусирующего тока через катушку при выключенном напряжении, $U_{л0}$ — фокусирующее напряжение на линзе при выключенном токе.

На рис. 2 (кривая 1) приведены экспериментальные результаты работы линзы в вакуумном режиме. Сплошная кривая — теоретическая, построенная по формуле (6) для $I_{л0} = 0.6$ А, $U_{л0} = 3.4$ кВ. Крестиками обозначены экспериментальные значения. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую.

5. Габоровский режим. На первой стадии исследования работы линзы с электронным облаком на нее подавался положительный относительно

емли потенциал и включался эмиттер тепловых электронов, заполняющий объем линзы. В этом случае электростатическая линза является дефокусирующей. Для фокусировки пятна перефокусировалась магнитная линза (через ее катушку пропускался ток $I_L > I_{L0}$) и на центральный электрод линзы подавалось напряжение U_L , равное

$$U_L = \frac{k_{E'}}{k_H} (I_L^2 - I_{L0}^2). \quad (7)$$

Для указанных выше параметров $k_{E'} = 0.6$ см, $k_H = 10^{-3}$ А²/В см. На рис. 2 (кривая 2) приведена зависимость U_L от I_L при фокусировке пятна на экране. Сплошная кривая построена по формуле (7). Видно, что отклонение экспериментальных точек от теоретических достигает 40%. Это отклонение можно объяснить недостаточно точным теоретическим выражением для фокусного расстояния $F_{E'}$, которое для данной конструкции линзы аккуратно рассчитать сложно. Тем не менее тот факт, что линза качественно меняет свои свойства и из фокусирующей (в вакуумном режиме) становится дефокусирующей (в режиме с электронным облаком) подтверждает перестройку электрического поля при заполнении линзы медленными электронами.

Экспериментально наблюдалось, что при подаче на линзу отрицательного напряжения она становится фокусирующей. Однако, для того чтобы наполнить ее электронами, приходилось подавать на эмиттер более отрицательный потенциал.

При исследовании работы линзы проводилось измерение поперечного размера сфокусированного пучка. Измерение проводилось с помощью коллектора, который находился вблизи экрана и мог перемещаться перпендикулярно направлению распространения пучка фокусируемых электронов. Измеряя ток I_k на коллектор, можно оценить размеры пучка. На рис. 3 представлена зависимость относительного тока на коллектор от положения коллектора в электронном пучке, I_{k0} — максимальное значение тока коллектора в центре пучка. Видно, что поперечные размеры сфокусированного пучка меньше в том случае, когда линза работает в габоровском режиме (кривая 2 на рис. 3).

Объемное электрическое поле линзы в режиме с электронным облаком измерялось корпускулярным методом. Зондирование осуществлялось сфокусированным электронным пучком ($eU_0 = 2.5$ кВ), который „прошивал“ линзу перпендикулярно ее оптической оси. Эксперимент проводился в трех сечениях, для чего приходилось несколько увеличить расстояние между электродами линзы для прохождения зондирующего пучка. При восстановлении потенциала электрического поля исследовался метод Абея [7], согласно которому зависимость потенциала от радиальной координаты определяется по экспериментальной зависимости смещения пятна на экране от прицельного расстояния. Этим методом была определена зависимость $\varphi(r)$ (рис. 4,а) для различных z и построены эквипотенциальные кривые (рис. 4,б). Из рисунка видно, что эквипотенциалы хорошо „отслеживают“ силовые линии магнитного поля (штриховые кривые на рис. 4).

Процесс эквипотенциализации магнитных силовых линий связан с протеканием тока через линзу. Этот ток обусловлен движением тепловых электронов поперек магнитного поля. Предположив классическую

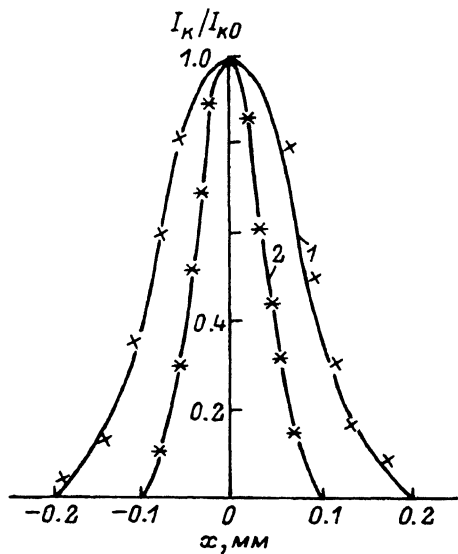


Рис. 3. Поперечное сечение сфокусированного пучка.

1 — вакуумный режим, 2 — режим с электронным облаком, крестики — эксперимент.

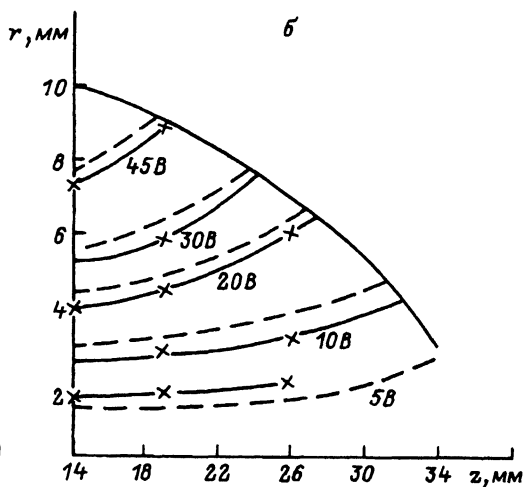
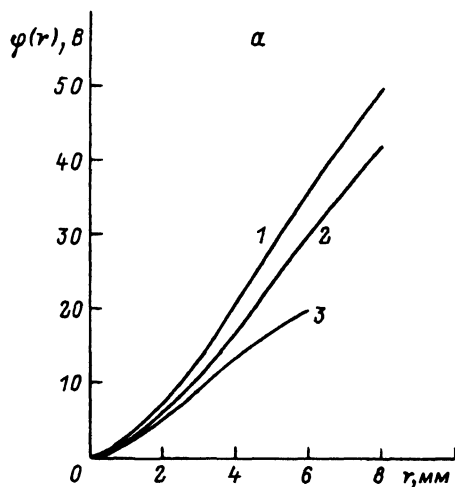


Рис. 4.

a — зависимость потенциала от радиальной координаты: 1 — $z = 14$, 2 — 19, 3 — 26 мм; б — эквипотенциальные кривые при напряжении на центральном электроде $U_n = 80$ В.

модель проводимости, можно записать для плотности тока через линзу

$$j = \frac{\sigma E}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (8)$$

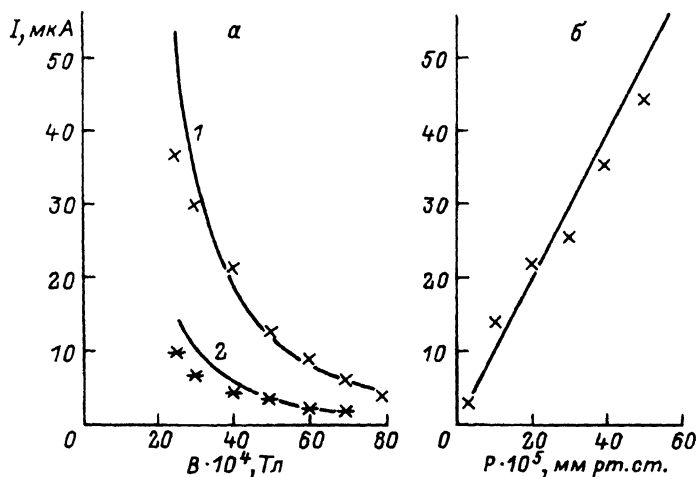


Рис. 5. Зависимость тока через линзу от магнитного поля *a* и давления в камере *б*.

где все обозначения общепринятые.

В экспериментальных условиях τ — время между соударениями электрона с молекулами остаточного газа. Диффундируя поперек магнитного поля, электроны заполняют линзу за время $t_H \sim \tau(R_E/R_L)^2$, где R_L — ларморовский радиус, R_E — внутренний радиус центрального электрода линзы. Очевидно, что если $\omega\tau \gg 1$, то ток через линзу должен убывать с ростом магнитного поля как $1/V^2$ и увеличиваться с ростом давления в камере по линейному закону.

Для проверки этой модели исследовалась зависимость тока через линзу от величины индукции магнитного поля B и давления остаточного газа. На рис. 5, *a* приведены кривые зависимости тока на центральный (кривая 1) и первый (ближайший к центральному) электрод (кривая 2) от B . Давление в камере поддерживалось постоянным и равным $3 \cdot 10^{-5}$ мм Hg. На рис. 5, *б* представлена зависимость тока на первый электрод линзы от давления в вакуумной камере при постоянном магнитном поле, равном вблизи первого электрода $B = 5 \cdot 10^{-3}$ Тл. Из рисунка видно, что экспериментальные точки $I = f(B)$ и $I = f(p)$ достаточно хорошо ложатся на теоретические кривые, построенные по формуле (8).

Для измерения времени наполнения объема линзы тепловыми электронами на эмиттер электронов подавались импульсы отрицательной полярности, которые «открывали» линзу. При этом ток на электроды линзы возрастал, достигая своего стационарного значения. Изменение тока во времени осциллографировалось. Время наполнения линзы оказалось равным для различных режимов $t_H = 10 - 30$ мкс, что по порядку величины совпадает с оценкой по формуле

$$t_H = \tau(R_E/R_H)^2.$$

Таким образом, эксперименты показали, что линза, работающая в режиме с электронным облаком, может эффективно фокусировать и дефокусировать расходящийся поток электронов, причем эффект фокусировки является эффектом первого порядка по напряжению. Перестройка

электрического поля определяется эквипотенциализацией силовых линий магнитного поля, которая связана с заполнением объема линзы тепловыми электронами. Показано, что наполнение линзы электронами происходит согласно классической модели проводимости поперек магнитного поля, причем время наполнения пропорционально времени свободного пробега электронов.

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Гончарову, И.М.Проценко, Б.В.Репину за помощь и ценные советы.

Список литературы

- [1] Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. М.; Л., 1963.
- [2] Gabor D. // Nature. 1955. Vol. 176. P. 935-945.
- [3] Busch H. // Ann Phys. 1926. Vol. 81. P. 974-978.
- [4] Scherzer O. // Optik. 1947. N 2. P. 114-119.
- [5] Морозов А.И., Лебедев В.В. // Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1974. № 8. С. 274-380.
- [6] Королев А.В. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Харьков, 1989. С. 151-152.
- [7] Abel N. Ocuuvres.I. Christiania, 1881. 97 p.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
24 июля 1991 г.