

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СЛАБО-НЕОДНОРОДНЫХ
ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ**

*Д. М. Браво-Животовский, Б. Г. Еремин, Е. В. Загрядский,
М. А. Миллер, С. Б. Моченев*

Приводятся описания экспериментов, демонстрирующих характер движения электронов в слабо-неоднородных высокочастотных электромагнитных полях. Эксперименты проводились с многорезонаторными магнетронами, с резонаторами прямоугольной формы и со спиральными линиями. В первом случае изучалось движение частиц по склону высокочастотного потенциального рельефа, во втором—отражение от высокочастотных потенциальных рельефов и, наконец, в третьем—возможность фокусировки электронных пучков внутри двумерных потенциальных ям.

ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в работах [1-3], нерелятивистское движение одиночной заряженной частицы в слабо-неоднородном высокочастотном поле $E(r)e^{i\omega t}$, $H(r)e^{i\omega t}$ может быть приближенно представлено в виде суперпозиции осциллирующего с частотой внешнего поля движения $r^{(1)}(t)$ и усредненного по периоду внешнего поля движения $r^{(0)}(t)$. Если при этом выполнены условия

$$|r^{(1)}| \ll L; \quad |\dot{r}^{(0)}| \ll L\omega, \tag{1}$$

где L —характерный размер области неоднородности внешнего поля, то величины $r^{(0)}$ и $r^{(1)}$ подчинены следующим уравнениям:

$$\ddot{r}^{(0)} = -\nabla\Phi; \quad \Phi = (\eta/2\omega)^2 |E|^2; \tag{2}$$

$$\ddot{r}^{(1)} = \eta E(r^{(0)}); \quad r^{(1)} = -(\eta/\omega^2) E(r^{(0)}). \tag{3}$$

Здесь η —отношение заряда частицы e к массе m .

Поскольку в правой части усредненного уравнения (2) стоит потенциальный вектор, то непосредственно может быть написан интеграл энергии усредненного движения

$$\frac{(\dot{r}^{(0)})^2}{2} + \Phi(r^{(0)}) = \frac{(\dot{r}^{(0)})^2}{2} + \overline{\left| \dot{r}^{(1)} \right|^2} = \frac{v_0^2}{2}, \tag{4}$$

где v_0 —значение скорости частицы в точке $\Phi=0$, а волнистая черта означает усреднение по времени. Таким образом, усредненное движение частицы полностью определяется начальными условиями и структурой высокочастотного потенциала $\Phi(r)$.

Простейшая возможность экспериментальной проверки соотношений (2)—(4) связана с изучением условий прохождения частиц через высокочастотные потенциальные барьеры. Пусть, например, такой барьер описывается функцией $\Phi(z)$, равной нулю при $z \leq 0$ и $z \geq L$ и плавно достигающей максимума внутри этого интервала. Тогда ча-

стица, летящая в сторону барьера со скоростью v_0 , удовлетворяющей условию (1), окажется в состоянии пройти через барьер, если

$$v_0^2 \geq 2\Phi_{\text{макс}}.$$

В противном случае она отразится от барьера в точке $z = -z_1$, где $\Phi(z_1) = -v_0^2/2$. Если же частица непосредственно инжектируется в область $\Phi \neq 0$ или появляется там, например, благодаря ионизации среды, то она с неизбежностью скатится по склону барьера в область нулевого поля. В первом примере мы имеем дело с высокочастотным отражателем заряженных частиц, во втором — со своеобразной высокочастотной электронной или ионной или плазменной пушкой.

Естественно, что частица отражается не только при нормальном, но и при наклонном падении на барьер. В частности, пучок заряженных частиц может быть локализован (сфокусирован) внутри двумерной ямы потенциала Φ [3, 4]. Обычно продольная скорость частиц в таком пучке значительно превышает поперечную, так что можно говорить о скользящем падении частиц на соответствующие потенциальные барьеры.

Ниже приводятся описания экспериментов, демонстрирующих отмеченные выше эффекты: 1) скатывание заряженных частиц по склону потенциального барьера, 2) отражение от потенциального барьера и 3) высокочастотная фокусировка пучков частиц. Все эксперименты проводились с электронными потоками, хотя принципиально их результаты могут быть перенесены на пучки любых заряженных частиц.

1. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКЛОНУ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА ВНУТРИ МНОГОРЕЗОНАНСНОГО МАГНЕТРОНА

Для изучения движения электронов в слабо-неоднородных высокочастотных полях естественно попытаться использовать стандартные электронные приборы, внутри которых реализуются высокочастотные потенциальные рельефы подходящей конфигурации. Так, в пространстве взаимодействия обычного многорезонаторного магнетрона при возбуждении в нем π -колебаний высокочастотное поле локализуется вблизи анодного блока, а соответствующий потенциальный рельеф имеет вид барьера с вершиной на поверхности анода. Поэтому, облучая указанный потенциальный барьер электронами, эмиттированными катодом, можно, в принципе, определить высоту барьера и проверить соотношение (4). Практически, однако, эти измерения затруднены из-за высокочастотного разряда, возникающего даже внутри холодного магнетрона при введении в него достаточно большой высокочастотной мощности. Это обстоятельство, вместе с тем, дает возможность установить характер движения частиц, образовавшихся благодаря ионизации непосредственно на склонах барьера.

В холодном магнетроне без магнитного поля появившиеся в результате ионизации электроны должны скатываться по склону барьера к катоду и попадать на него быстрее ионов, высота потенциального барьера для которых, как ясно из (2), в $(m_i/m_e)^2$ раз меньше. Поэтому после прекращения высокочастотного импульса вблизи анода должно оставаться ионное облако, постепенно рассеивающееся на анод под действием сил зеркального отображения. Таким образом, высокочастотный импульс, введенный в холодный магнетрон, должен приводить (при отсутствии постоянных электрического и магнитного полей внутри пространства взаимодействия) к появлению в цепи катод—анод импульса тока обратной (по отношению к обычной) полярности с сильно растянутым задним фронтом. Такие импульсы были зарегистрированы в многорезонаторных магнетронах различных ти-

пов, причем расширение микросекундного импульса, обусловленное появлением ионного облака, иногда достигало $10 \div 15$ мксек.

Была сделана также попытка осуществить измерение высоты потенциального барьера путем подачи на анод положительного постоянного напряжения V_a , полностью компенсирующего разрядный ток. На рис. 1 показана одна из типичных зависимостей компенсирующего

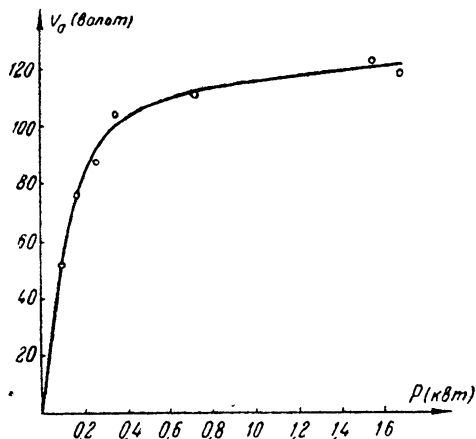


Рис. 1.

напряжения V_a от величины высокочастотной мощности P , поступающей в резонансную систему магнетрона. Очевидно, что имеет место существенное расхождение с теорией, построенной для случая облучения электронами заданного высокочастотного барьера, так как согласно этой теории зависимость V_a от P должна быть строго линейной.

Такое расхождение не является неожиданным в силу ряда причин. Во-первых, с ростом мощности P барьер становится круче, и, начиная с некоторых значений амплитуды поля, потенциальное описание движения вообще теряет силу: появляется возможность „туннельного“ прохождения частицами области высокочастотного поля, для компенсации которого требуются заведомо меньшие значения V_a . Во-вторых, высокочастотный разряд может заметно деформировать потенциальный рельеф и, в частности, уменьшить протяженность барьера, что должно привести к нелинейным искажениям характеристики $V_a(P)$. Наконец, в-третьих, поскольку и электроды и сам источник частиц находятся непосредственно в пространстве взаимодействия, необходимо принимать во внимание явления, связанные с когерентным отбором частиц на проводящие поверхности^[3].

Все эти факторы затрудняют однозначную интерпретацию зависимости, изображенной на рис. 1. Поэтому на основании описанных выше экспериментов с магнетронами можно говорить лишь о качественной демонстрации явлений, связанных с усредненным движением частиц*. С другой стороны, эти эксперименты представляют, по-видимому, некоторый самостоятельный интерес, так как в них демонстрируется принципиальная возможность построения высокочастотных плазменных пушек.

Далее будут описаны эксперименты со специально сконструированными электронными лампами, избавленными от перечисленных выше недостатков.

2. ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ОДИНОЧНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА**

Для изучения условий отражения электронов от высокочастотных потенциальных барьеров было изготовлено несколько ламп. Их конструкция схематически изображена на рис. 2. Замкнутый отрезок прямоугольного волновода сечением $2,85 \times 1,25$ см образует резонатор, возбуждаемый через узкое индуктивное „окно“ в торцевой стенке и

* Аналогичные эксперименты были осуществлены Бутом и Харви и описаны кратко в их работе [6]. Однако, насколько можно судить при интерпретации полученных результатов, указанные выше соображения авторами [6] не были приняты во внимание.

** Краткое сообщение об этом эксперименте опубликовано в работе [7].

настраиваемый в резонанс вакуумным поршнем (колебание типа TE_{10n} , $n=1,2, \dots, 5$, резонансная частота $\omega=6 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$). В широкие стенки резонатора были впаяны цилиндрические трубки (диаметром 6 мм) так, чтобы их ось AA' проходила через пучность поля E . Поскольку внутри цилиндров возникали только экспоненциально убывающие волны, то распределение потенциала Φ вдоль оси AA' имело вид потенциального барьера с максимумом в центре резонатора и с нулями в глубине цилиндрических трубок.

Если обозначить через a , b , l ($a < b < l$) длины ребер резонатора, через Q —добротность, а через P —вводимую в него мощность, то для значения потенциала Φ на вершине барьера получим:

$$\Phi_{\text{макс}} = \alpha \frac{2 \gamma^2 P Q}{\epsilon_0 \omega^3 a b l} \quad (5)$$

Здесь ϵ_0 —диэлектрическая проницаемость вакуума*, а коэффициент α характеризует изменение потенциала Φ из-за возмущений, вносимых цилиндрическими трубками. Оценка этих возмущений, проведенная обычным электростатическим методом, приводит к значению $\alpha=0,95$.

Электронный пучок создавался простейшей электронной пушкой, состоящей из оксидного подогретого катода и ускоряющего цилиндра. Эта пушка размещалась в глубине одного из цилиндров, там, где высокочастотное поле практически отсутствовало. Внутри противоположного цилиндра был установлен коллектор. Цилиндр пушки, коллектор и корпус резонатора находились под одинаковым постоянным напряжением, так что постоянное электрическое поле не вносило искажений в структуру потенциального рельефа. Для уменьшения рассеяния электронов (особенно заметного при работе с низковольтными пучками) накладывалось небольшое, в несколько десятков эрстед, фокусирующее магнитное поле.

Резонатор возбуждался высокочастотными импульсами длительностью 1 мксек. Высота барьера измерялась по величине отрицательного компенсирующего импульса напряжения, подаваемого на катод электронной пушки. Появление и исчезновение импульса тока в цепи катод—коллектор индицировались с помощью осциллографа. Входящие в формулу (5) значения добротности резонатора Q и рассеиваемой в нем мощности P измерялись стандартными методами.

На рис. 3 приведены экспериментальные результаты, полученные с различными макетами ламп, отличающимися друг от друга лишь некоторыми конструктивными деталями и значениями добротности и КБВ при резонансе. Там же представлены соответствующие расчетные зависимости, построенные на основании формулы (5), которая для указанных выше значений параметров дает:

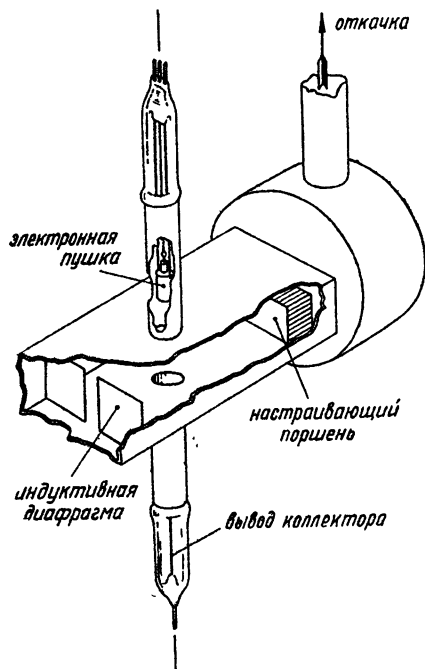


Рис. 2.

* Используется практическая рационализированная система единиц.

$$V_{\text{зап}} = \frac{Q}{3,6 \cdot 10^4 n} P. \quad (6)$$

Здесь $V_{\text{зап}}$ —значение постоянного потенциала, компенсирующего высокочастотный барьер, или, что то же самое, минимальная скорость электронов в вольтах, необходимая для преодоления высокочастотного барьера.

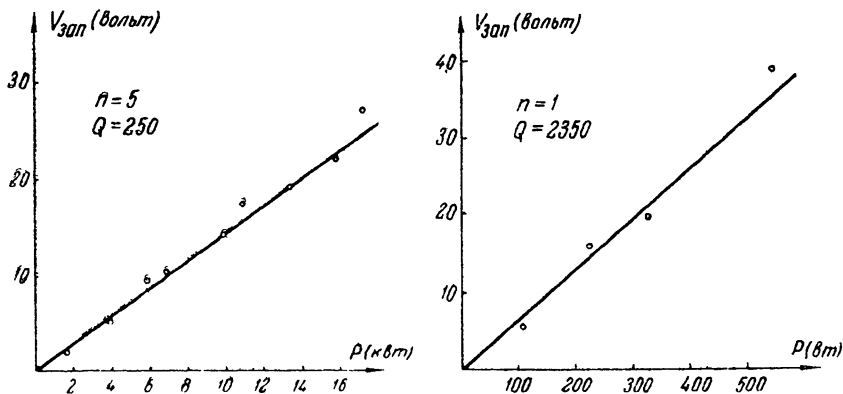


Рис. 3.

Отклонение экспериментальных данных от теоретических во всех случаях не выходит за пределы погрешности измерений ($\sim 7\%$).

Следовательно, в отличие от экспериментов с магнетронами эти опыты могут быть однозначно интерпретированы; их результаты вполне убедительно подтверждают основные выводы теории усредненного движения частиц. В частности, на основании этих опытов можно с уверенностью говорить об экспериментальной возможности локализации заряженных частиц внутри высокочастотных потенциальных ям.

3. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Возможность фокусировки прямолинейного электронного пучка была проверена экспериментально в лампе, представляющей собой несколько видоизмененный вариант ЛБВ со спиральной замедляющей линией. Спираль изготовлялась из помедненной молибденовой проволоки (диаметр провода 0,3 мм, шаг спирали 0,63 мм, средний диаметр спирали 5,9 мм); замедление электромагнитной волны при $\lambda=10$ см равнялось 30.

Эффект фокусировки регистрировался по появлению тока на коллектор при пропускании через лампу высокочастотной мощности. Отключение высокочастотного сигнала однозначно приводило к исчезновению коллекторного тока.

Изменение поперечной скорости в пучке осуществлялось путем наложения постоянного поперечного магнитного поля B_0 , сосредоточенного на небольшом ($\sim l$) участке лампы. По прохождении через область магнитного поля электроны приобретали поперечную скорость $v_{\perp} = \gamma B_0 l$, заметно превышающую (при $l \sim 3 \cdot 10^{-2}$ м, $B_0 \sim 2 \cdot 10^{-4}$ вб. м $^{-2}$) поперечные скорости в пучке, обусловленные недостатком полной коллимацией пучка на выходе пушки и расталкивающим действием пространственного заряда. Благодаря этому оказалось возможным получить некоторые количественные данные.

Распределение потенциала Φ в поперечном сечении спиральной линии (в идеализации спирально проводящего цилиндра), вдоль которой распространяется достаточно сильно замедленная волна симметричного типа, описывается следующим выражением:

$$\Phi = \frac{\gamma_1^2 \chi^2 P}{2\pi b \omega^3 \varepsilon_0 F(\chi b)} [I_0^2(\chi r) + I_1^2(\chi r)], \quad (7)$$

где

$$F(\chi b) = \frac{I_0(\chi b)}{K_0(\chi b)} \left[\frac{I_1(\chi b)}{I_0(\chi b)} - \frac{I_0(\chi b)}{I_1(\chi b)} + \frac{K_0(\chi b)}{K_1(\chi b)} - \frac{K_1(\chi b)}{K_0(\chi b)} + \frac{4}{\chi b} \right],$$

χ —поперечное, h —продольное волновые числа, I_0, I_1, K_0, K_1 —модифицированные функции Бесселя и функции Макдональда, b —радиус спирали, $\gamma = h/k$ —замедление волны. Варьируя параметры γ и b , можно изменить глубину потенциальной ямы и крутизну ее склонов. В частности, для спирали с указанными выше параметрами выражение (7) приводит к следующему значению максимальной величины Φ , достигаемой на поверхности спирали:

$$\Phi, \gamma_1 = V_{\text{пред}} = 0,23 P. \quad (8)$$

Здесь $V_{\text{пред}}$ —предельное значение поперечной скорости электронов (в вольтах) на оси спирали ($r_{\perp} = 0$), при которой они еще не могут выходить за пределы области $0 \leq r_{\perp} \leq b$. Однако следует иметь в виду, что благодаря наличию осцилляторного размывания усредненной траектории электронов, обусловленного их колебаниями (3) с частотой внешнего поля, фактическое значение $V_{\text{пред}}$ несколько ниже найденного по формуле (8). В точке отражения от барьера эти колебания происходят с максимальной амплитудой ($r^{(1)} \sim (\gamma/\omega^2) E$), и, следовательно, отбор частиц на спираль начинается уже при приближении усредненной траектории к поверхности спирали на расстояние $\sim (\gamma/\omega^2) |E|$. Проведенный расчет, подробности которого опускаются, показывает, что для спирали указанных выше размеров при мощности $P = 1,5 \cdot 10^3 \text{ вт}$ внутри потенциальной ямы могут быть удержаны электроны со скоростями $v_{\perp} = 7 \cdot 10^6 \text{ м сек}^{-1}$ ($V_{\text{пред}} = 140 \text{ в}$), в то время как из формулы (9) следует: $V_{\text{пред}} = 340 \text{ в}$.

Измерения проводились в импульсном режиме (длительность высокочастотного импульса 10^{-6} сек , скважность 1000). По величине магнитного поля B_0 , при котором исчезал импульс тока в цепи коллектора, определялась максимальная поперечная скорость электронов, удерживаемых внутри потенциальной ямы. На рис. 4 представлена зависимость $V_{\text{пред}}$ от величины высокочастотной мощности P , построенная по формуле (8) с учетом сделанных выше оговорок об осцилляторном размывании усредненной траектории. Там же приведены результаты одного из типичных экспериментов.

Хотя в этом случае и не удалось получить столь четкого совпадения с теорией, как при измерении отражения электронов от потенциального барьера, однако с точностью до некоторой постоянной ошибки, обусловленной, по-видимому, изменениями амплитуды волны вдоль спиральной линии из-за затухания, эффект фокусировки зарегистрирован вполне однозначно.

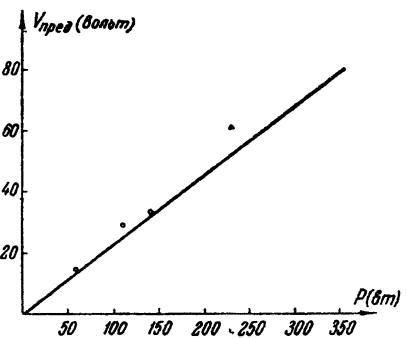


Рис. 4.

*Для описываемой экспериментальной установки это значение мощности является предельно возможным для фокусировки пучка, так как при превышении его нарушается условие (1), т. е. амплитуда осцилляций становится соизмеримой с размерами области неоднородности высокочастотного поля.

Возможность практического использования высокочастотной фокусировки в электронных приборах в настоящее время остается еще неясной. Во всяком случае, поскольку этот способ формирования траекторий электронных пучков требует достаточно больших энергетических затрат, он может быть применен лишь в тех случаях, когда нельзя привлечь, в силу каких-либо причин, другие способы, энергетически более выгодные.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель проведения описанных выше опытов состояла в демонстрации некоторых новых возможностей управления пучками заряженных частиц с помощью высокочастотных электромагнитных полей. Эта демонстрация была осуществлена на простейших электронных моделях, но, по-видимому, ее можно расценивать как первый предварительный этап изучения высокочастотных методов управления плазменными образованиями. Дело в том, что одной из важнейших особенностей этих методов является независимость высокочастотного потенциала от знака заряда частиц. Поэтому любой высокочастотный отражатель электронов может служить и отражателем сгустка квазинейтральной плазмы, а система, фокусирующая электронные пучки, допускает, в принципе, использование ее для стабилизации плазменных шнуров.

Авторы пользуются случаем выразить признательность сотрудникам электронной лаборатории НИРФИ и ее руководителям В. А. Флягину и В. А. Лопыреву, обеспечившим изготовление описанных выше электронных ламп.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ, **31**, 242 (1958).
2. М. А. Миллер, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, 3, 110 (1958).
3. М. А. Миллер, ДАН СССР, **119**, 478 (1958).
4. М. А. Миллер, Сообщение на II Всесоюзной конференции МВО по радиоэлектронике, Саратов, 1957.
5. М. А. Миллер, ЖЭТФ, **35**, 809 (1958).
6. Н. Воот, Р. Нарвие, Nature, **180**, 1187 (1957).
7. М. А. Миллер, ЖЭТФ, **35**, 299 (1958).

Исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
31 октября 1958 г.