

Омический нагрев и электропроводность плазмы в сильных электрических полях

В. А. Супруненко, Е. А. Сухомлин, Н. И. Рева

Подробно изучены неустойчивости, связанные с возбуждением в плазме электронных колебаний при больших электрических полях. Полученная картина явления качественно совпадает с предсказанной теоретически.

При исследовании так называемых квазистационарных разрядов в работах Л. А. Арцимовича, И. Н. Головина, Н. А. Явлинского и др. [1—4] было показано, что при наличии большого внешнего стабилизирующего магнитного поля магнитогидродинамические неустойчивости токового шнура значительно ослабляются, а некоторые наиболее опасные их виды исчезают совсем. Несмотря на это, наблюдался очень быстрый уход энергии из плазменного шнура, малая проводимость и низкая температура плазмы. Эти эффекты, вероятно, в большой степени определяются электростатическими неустойчивостями, появляющимися при прохождении электрического тока через плазму. При этом энергия упорядоченного движения электронов расходуется на развитие интенсивных электростатических колебаний.

Как показано в работе [5], в полностью ионизированной плазме, помещенной в электрическое поле, сила динамического трения, обусловленная парными соударениями, начинает быстро убывать, если скорость упорядоченного движения электронного газа превышает его тепловую скорость. Этот эффект приводит к образованию в разовом разряде пучков «убегающих» электронов. В ряде работ [6, 7] было показано, что в этом случае равновесное состояние системы плазма — пучок неустойчиво. Поэтому при значении электрического поля в плазме, большем критического, должно происходить интенсивное торможение пучка убегающих электронов в результате взаимодействия его с электронными колебаниями. В сильном электрическом поле это

взаимодействие очень эффективно и, как следует из расчетов [8, 9], приводит к значительному торможению пучка уже за время порядка 100 периодов плазменных колебаний в водородной плазме, как только энергия упорядоченного движения электронов относительно ионов станет больше $0,9 kT_e$ (для более тяжелых газов это время несколько больше, так как оно пропорционально кубическому корню из отношения масс).

Поскольку в плотной и горячей плазме рассматриваемое взаимодействие значительно сильнее кулоновского, то при больших электрических полях следует ожидать появления anomalно высокого сопротивления разряда.

Из нелинейной теории взаимодействия пучков с плазмой, развитой Я. Б. Файнбергом и В. Д. Шапиро [10], следует, что на возбужденные продольные волны в плазме может расходоваться до $1/3$ энергии пучка; столько же энергии идет на повышение электронной температуры плазмы. Таким образом, в этом случае все же значительная часть энергии, подводимой к разряду, должна расходоваться в конечном счете на нагрев плазмы. Однако в опытах по омическому нагреву температура плазмы обычно не превышает 30—50 эв и не зависит от количества вводимой в разряд энергии. Это, вероятно, объясняется различного рода неустойчивостями, существование которых в плазме подтверждается серией экспериментов [11, 12].

В первых опытах такие неустойчивости были серьезным препятствием на пути достижения термоядерных температур. Идея об использовании пучковой неустойчивости для нагрева плазмы впервые высказана в работах [13, 14]. В экспериментальных работах [14] этот механизм нагрева реализуется за счет появления в плазме большого вихревого электри-

ческого поля распространяющейся через нее сильной электромагнитной волны. В связи с этим большой интерес представляют экспериментальные исследования для получения ясной физической картины явления.

Для исследований была выбрана простая геометрия разряда, удобная для применения различных методов диагностики плазмы и позволяющая проводить подробный теоретический анализ полученных результатов. Схема расположения измерительной аппаратуры показана на рис. 1.

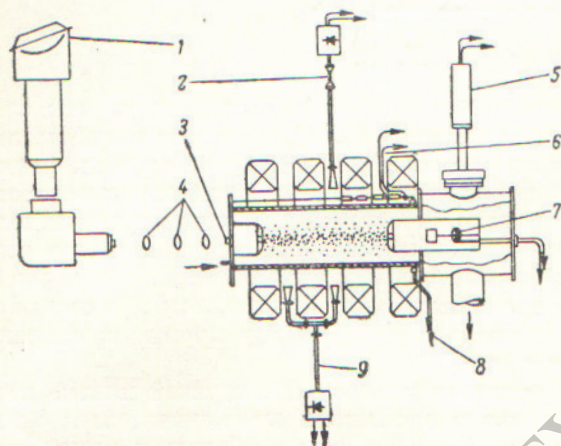


Рис. 1. Схема расположения измерительной аппаратуры:

1 — спектрограф; 2 — волноводный фильтр; 3 — сапфировое окошко; 4 — линзы; 5 — датчик «хронотрона»; 6 — делитель напряжения; 7 — токоприемник для измерения тока убегающих электронов; 8 — пояс Роговского; 9 — микроволновый приемник с фазометром.

В настоящей работе подробно рассматриваются условия возбуждения электростатических неустойчивостей в квазистационарном разряде, а также их влияние на электропроводность и нагрев плазмы. Экспериментально исследовалось сопротивление сильноточного разряда в водороде в сильном магнитном поле, которое значительно ослабляло влияние магнитогидродинамических неустойчивостей. Ток разряда достигал 100 ка , период — 9 мксек . Магнитное поле могло быть доведено до $1,2 \text{ тл}$. Подробная конструкция экспериментальной установки описана в работе [15]. В качестве рабочих газов использовались водород и гелий.

Сопротивление разряда определялось по измерению напряжения между электродами и общего разрядного тока. При этом учитывалась только активная часть сопротивления.

Одновременно измерялись ток убегающих электронов, микроволновое излучение из плаз-

мы и ее электронная температура в центре шнура. Эти параметры исследовались в зависимости от электрического поля, приложенного к плазме, и начального давления газа в камере. Как показали предыдущие эксперименты с магнитными зондами, вводимыми в разряд [16], электрическое поле на оси разряда (вследствие скин-эффекта) приблизительно в 20 раз меньше поля, приложенного на периферии разряда. Методика экспериментального определения тока убегающих электронов и микроволнового излучения из плазмы была подробно описана ранее [15].

Плотность заряженных частиц на оси разряда измерялась с помощью спектроскопической методики по штарковскому уширению линий водородоподобных атомов [17]. В нашем случае измерялась ширина линии водорода H_{β} ($4860, 8 \text{ \AA}$).

Электронная температура плазмы на оси разряда оценивалась по отношению интенсивностей линий нейтрального гелия (4921 \AA) и однократно ионизированного (3686 \AA). Интенсивности этих линий в предположении существования кинетического равновесия в разряде были рассчитаны в работе [18]. Для этого к водороду в камеру напускалось до 10% гелия. При различных начальных давлениях водорода электронная температура изменялась от 12 до 30 эВ .

Все описываемые ниже исследования относятся только к первому полупериоду разрядного тока, когда плазма достаточно чиста и геометрия конфигурации разряда хорошо изучена. В течение первого полупериода разряда образуется высокоионизированный горячий оторванный от стенки плазменный шнур диаметром порядка $5-6 \text{ см}$, в котором отсутствуют крупномасштабные магнитогидродинамические неустойчивости. При этом плотность плазмы может изменяться в пределах $5 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 показаны зависимости сигналов тока убегающих электронов, излучения из плазмы, общего разрядного тока и напряжения на электродах разрядной трубки от времени. Эти кривые перерисованы с осциллограмм и приведены к единому масштабу по времени. Из рис. 2, б видно, что при электрических полях ниже критического разряд имеет чисто индуктивный характер и отсутствуют особенности на осциллограммах тока и напряжения. Однако при больших электрических полях, когда в плазме развиваются электростатические неустойчивости, о чем свидетельствуют спектр микроволнового излучения из плазмы и срыв ускорительных процессов в разряде, на осцил-

изгибах тока и напряжения появляются соответственно провалы и пики, хорошо коррелирующие по времени с уменьшением тока убегающих электронов и появлением излучения из плазмы. Эти особенности можно объяснить, предположив, что в момент развития неустойчивости резко изменяется сопротивление разряда. Изменение индуктивной составляющей

делено до 1,2 тл. Однако экспериментально было замечено, что уменьшение магнитного поля до 0,64 тл практически не изменяет картины разряда.

Экспериментальные исследования устойчивости прямолинейного сильноточного газового разряда в сильном магнитном поле, проведенные И. Н. Головиным и др. [2], показали

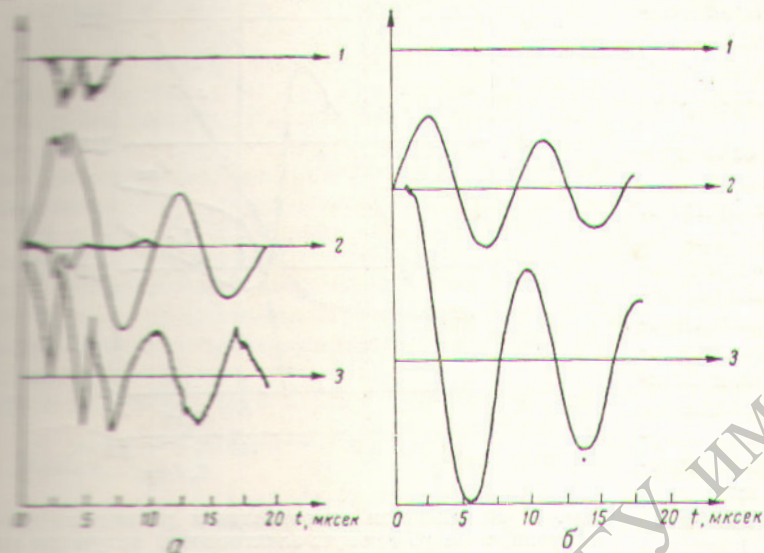


Рис. 2. Приведенные к единому масштабу по времени осциллограммы, показывающие излучение из плазмы (1); общий разрядный ток (верх) и ток убегающих электронов (вниз) (2); напряжение между электродами (3).

а — начальное давление водорода в камере 2,08 мм², внешнее магнитное поле 0,94 тл, напряжение зарядки батарей 34 кв (случай возбуждения сильных электростатических неустойчивостей); б — начальное давление водорода в камере 1,99 мм², внешнее магнитное поле 0,64 тл, напряжение зарядки батарей 24 кв (электростатические неустойчивости не возбуждаются).

сопротивления разряда могут вызвать, очевидно, только крупномасштабные магнитогидродинамические неустойчивости, приводящие к существенному изменению геометрии разряда.

Для устранения подобных неустойчивостей разряд осуществлялся в сильном продольном стабилизирующем магнитном поле, таком, чтобы выполнялось условие Шафранова — условия стабилизации длинноволновых неустойчиво-

$$\frac{B_z}{B_\phi} > \frac{l}{2\pi a},$$

где B_z — стабилизирующее магнитное поле; B_ϕ — поле тока на поверхности плазменного шнура радиусом a ; l — длина системы. При магнитном поле 0,9 тл и радиусе шнура 3 см это условие хорошо выполняется. Стабилизирующее магнитное поле в системе могло быть дове-

дены до 1,2 тл. Однако экспериментально было замечено, что уменьшение магнитного поля до 0,64 тл практически не изменяет картины разряда. Экспериментальные исследования устойчивости прямолинейного сильноточного газового разряда в сильном магнитном поле, проведенные И. Н. Головиным и др. [2], показали отсутствие быстрых крупномасштабных магнитогидродинамических неустойчивостей большой амплитуды. Поэтому в рассматриваемой системе не следует ожидать быстрых изменений индуктивного сопротивления разряда, которые могут привести к появлению особенностей на осциллограммах длительностью порядка 0,5 мксек. Все это указывает на то, что в момент развития неустойчивости резко увеличивается омическое сопротивление разряда и физическую картину явления можно представить следующим образом. В начальный момент по окончании процесса ионизации плазмы омическое сопротивление разряда мало и разряд носит индуктивный характер. Внешнее приложенное напряжение падает, разрядный ток растет. Поле в центре разряда увеличивается по мере проникновения в плазму волны напряжения. С ростом поля в разряде начинают развиваться ускорительные процессы. Сначала появляется ток убе-

гающих электронов за счет ускорения энергичных электронов максвелловского распределения. Как только электрическое поле в плазме начинает превышать критическое значение, все электроны приобретают скорость, большую, чем тепловая, и в плазме создаются условия для возбуждения продольных колебаний, которым соответствует появление интенсивного микроволнового излучения из разряда. В этом случае большая часть энергии направленного движения электронов передается на возбуждение колебаний и пучок резко тормозится. Поскольку общий разрядный ток при этом в значительной степени определяется убегающими электронами, то на осциллограмме разрядного тока появляется провал и резко повышается напряжение между электродами, что соответствует увеличению сопротивления разряда. Направленная скорость электронов падает и неустой-

чивость срывается. Если электрическое поле в плазме еще достаточно велико, то весь процесс повторяется сначала. На рис. 2, а видны два колебания такого типа с периодом порядка 1,5 мксек. При больших напряжениях между электродами наблюдалось до шести колебаний. При этом первый полупериод разрядного тока сильно затягивается. В данном случае, вероятно, имеет место эффект релаксации электронных плазменных колебаний большой амплитуды, аналогичный тому, который подробно теоретически исследован в работе А. А. Веденова [20] для ионных колебаний.

Действительно, можно представить себе процесс таким образом: в каждом цикле релаксации после торможения пучка колебания затухают, передавая свою энергию главным образом на нагрев электронов плазмы. Оценка эффективного времени затухания для волн большой амплитуды дает величину порядка времени столкновений. В предположении, что энергия электронов в волне порядка 10^3 эв, при плотности плазмы 10^{15} см⁻³ получают удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Оценка энергии электронов в волне, сделанная по подсадке тока в момент развития неустойчивости, дает величину порядка $5 \cdot 10^3$ эв, такую же величину дает измерение поперечной энергии электронов по поглощению рентгеновского излучения в фольгах в момент развития неустойчивости.

На рис. 3 приведены зависимости сопротивления разряда, тока убегающих электронов и микроволнового излучения от разности потенциалов между электродами. Сопротивление измерялось в момент провала на импульсе тока убегающих электронов.

В исследуемой системе ток через плазму определялся главным образом внешней цепью, поэтому изменение сопротивления разряда во времени приводит к некоторой неопределенности в оценке напряженности электрического поля в плазме. На графиках нанесено некоторое среднее значение поля в плазме за время разряда. Видно, что при электрическом поле, большем критического, резко возрастает сопротивление разряда. При этом ток убегающих электронов обрывается [15] и возникает интенсивное излучение из плазмы на частоте, близкой к

$$\omega = \sqrt[3]{\frac{m_e}{M_i}} \cdot \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2},$$

где ω_0 — плазменная частота; ω_H — циклотронная частота; m_e и M_i — массы электронов и ионов соответственно. Это указывает на то,

что плазменные колебания, возбуждаемые убегающими электронами, резко уменьшают проводимость плазмы. При этом энергия, подводи-

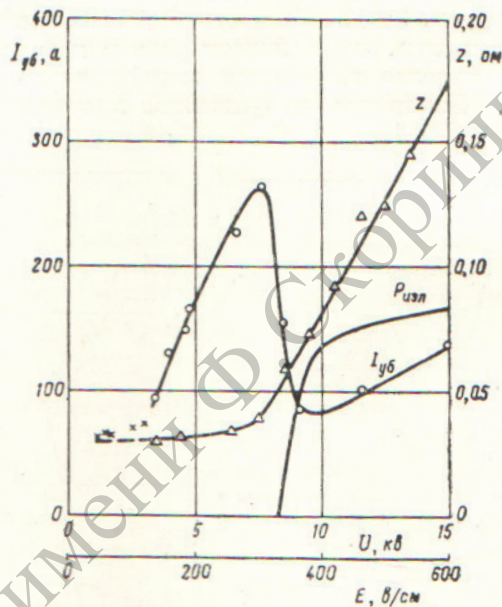


Рис. 3. Зависимости сопротивления разрядного промежутка, тока убегающих электронов и излучения из плазмы от напряженности электрического поля в плазме. (Начальное давление водорода $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст.; $H_0 = 0,40$ тл.)

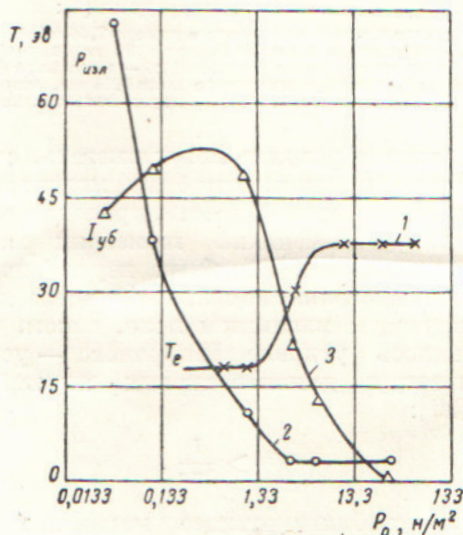


Рис. 4. Зависимость электронной температуры плазмы (1), электромагнитного излучения из разряда (2) и тока убегающих электронов (3) от начального давления водорода в разрядной камере. (Электрическое поле $E=400$ в/см; магнитное поле $H_0=0,70$ тл.)

мая к разряду, необратимо переходит на раскачку электронных колебаний и на излучение из плазмы.

Измерения усредненной электронной и ионной температур плазмы указывают на большие потери энергии из разряда в присутствии электростатических колебаний. Из рис. 4 видно, что с возникновением микроволнового излучения из плазмы резко падает ее температура, измеренная оптическими методами. Вероятно, в исследуемой системе из-за наличия электродов потери энергии из разряда при появлении электростатических неустойчивостей к концу релаксационного периода значительно превышают рассчитанный теоретически [11] эффект нагрева плазмы за счет нелинейности колебаний.

На рис. 5 приведена зависимость отношения сопротивления разряда к сопротивлению, рассчитанного по теории Шапиро [9], от начального давления газа в камере (1) при постоянном электрическом поле. Для сравнения приведены значения тока убегающих электронов (2) и излучения из плазмы (3) ($E = 400$ в/см,

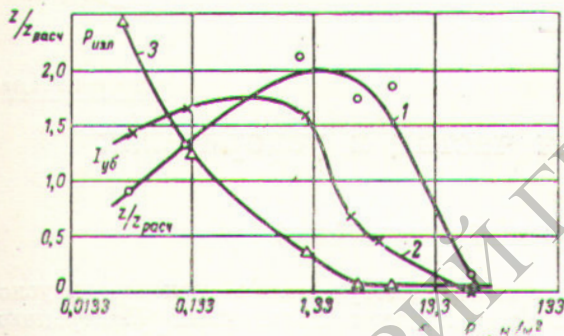


Рис. 5. Зависимость отношения сопротивления разряда к сопротивлению, рассчитанному по теории [9], от начального давления водорода в камере.

$H_0 = 0,40$ тл). Согласно этой теории при больших электрических полях эффективное время взаимодействия электронов с плазмой определяется из уравнения, учитывающего возбуждение электростатических колебаний

$$1 = 0,2\pi^{2/3} \left(\frac{m_e}{M_i}\right)^{1/3} \left(\frac{E_q}{E}\right)^3 \frac{e^{0,049\omega_0 t_{эфф}}}{(\omega_0 t_{эфф})^{5/2}},$$

где $E_q = 2,6 en^{2/3}$ (здесь n — плотность плазмы); E — электрическое поле в плазме; ω_0 — плазменная частота.

Соответственно проводимость определится как

$$\sigma \approx \frac{ne^2}{m} \cdot t_{эфф}.$$

Как видно из рис. 5, с исчезновением тока убегающих электронов и излучения из плазмы сопротивление разряда становится значительно меньше расчетного. При наличии излучения оно по порядку величины совпадает с расчетным по теории, учитывающей развитие электростатической устойчивости, и на два порядка выше расчетного по теории, учитывающей только кулоновские взаимодействия. Зависимость сопротивления разряда от электрического поля, приложенного к плазме, изучалась при различных начальных давлениях водорода и различной электронной температуре плазмы (рис. 6). При малых электрических полях сопротивление плазмы, как было отмечено ранее [16], пропорционально квадратному корню из величины напряженности электрического поля. При критическом поле сопротивление быстро возрастает. Эксперименты показали, что критическое электрическое поле, при котором начи-

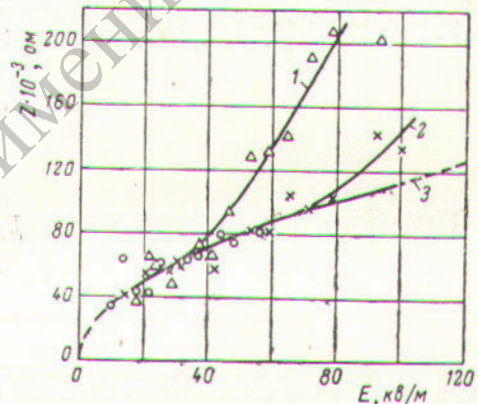


Рис. 6. Зависимость сопротивления разряда от напряженности электрического поля, приложенного к плазме, при различных плотностях и электронных температурах невозмущенной плазмы:

1 — $n = 1,4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $T_e = 12$ эв; 2 — $n = 7,0 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $T_e = 20$ эв; 3 — $n = 2,8 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $T_e = 25$ эв.

нают развиваться электростатические неустойчивости, пропорционально плотности плазмы, обратно пропорционально ее электронной температуре и не зависит от вида газа, что хорошо совпадает с теорией [5]:

$$E_{кр} \approx 2 \cdot 10^{-8} \frac{n}{T_e},$$

где T_e — электронная температура невозмущенной плазмы в градусах Кельвина. Результаты свидетельствуют о возможности использования пучковых неустойчивостей в токонесящей плазме при высоких электрических полях для полу-

чения высокотемпературной плазмы и ряда других практических целей, таких, как разработка плазменных ускорителей заряженных частиц, генерирование и усиление микроволновых колебаний, а также для диагностики плазмы.

В заключение авторы выражают благодарность К. Д. Синельникову и Я. Б. Файнбергу за интерес к работе и постоянную помощь, а также О. С. Павличенко за помощь, оказанную при проведении спектральных измерений.

Поступила в Редакцию 19/IX 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
2. И. Н. Головин и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 120.
3. В. С. Васильевский и др. «Ж. техн. физ.», 30, 1137 (1960).
4. R. Ellis et al. Phys. of Fluids, 3, 468 (1960).
5. H. Dreicer. Phys. Rev., 115, 238 (1959).

6. А. П. Ахизер, Я. Б. Файнберг. «Докл. АН СССР», 69, 555 (1949).
7. D. Bohm, E. Gross. Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
8. O. Bunemann. Phys. Rev., 115, 503 (1959).
9. В. Д. Шапиро. «Ж. техн. физ.», 31, 522 (1961).
10. В. Д. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 613 (1963).
11. H. Cole et al. Доклад № 60, представленный на Международную конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Зальцбург, МАГАТЭ, 1961.
12. K. Thomassen. Phys. Rev. Letters, 10, 80 (1963).
13. Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 11, 313 (1961).
14. М. В. Бабыкин и др. ЖЭТФ, 43, 1947 (1962).
15. В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 14, 349 (1963).
16. В. А. Супруненко и др. «Ж. техн. физ.», 31, 1057 (1961).
17. В. Ф. Китаев, В. М. Соболев. «Докл. АН СССР», 61, 1034 (1947).
18. Бергер и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 540.
19. В. Д. Шапиро в «Атомная энергия», № 5, 38 (1956).
20. А. А. Веденов. «Атомная энергия», 13, 5 (1962).



УДК 621.384.832

Прибор для изучения движения частиц в ускорителях

М. Барбье

(Европейская организация по ядерным исследованиям, Женева)

Описаны конструкция и теория работы аналогового прибора, позволяющего моделировать большое число задач, связанных с работой ускорителей. Прибор состоит из электронной трубки с электродами специальной формы и соответствующей аппаратуры. Создаваемое в трубке электронное облако имитирует пучок частиц, движущихся в ускорителе.

В Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева) был построен аналоговый прибор для изучения движения заряженных частиц в ускорителях. Основой этого прибора является специальная электронная трубка, система электродов которой образует электронную ловушку типа Пеннинга. Введенное в эту ловушку электронное облако сохраняется в течение довольно продолжительного времени (~ 2 мсек). Это электронное облако имитирует сгусток частиц в ускорителе. Введенные в трубку электроды создают силы, аналогичные возмущениям, возникающим в реальном ускорителе из-за несовершенства конструкции. При по-

мощи этого прибора можно исследовать условия стабильности нелинейных бетатронных и синхротронных колебаний [1, 2]*.

В настоящей статье описаны конструкция прибора, теория его работы и основные рабочие характеристики.

Устройство электронной ловушки

Система электродов, используемая для электронной ловушки, показана на рис. 1. Электроды A и G имеют форму двухполостного гиперболоида вращения вокруг оси z , кольцо B — однополостного гиперболоида вращения вокруг той же оси. Электростатический потенциал в межэлектродном пространстве имеет вид

$$V(x, y, z) = \frac{V_2}{a^2} \left(z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right).$$

* Результаты, полученные при изучении таких колебаний, были доложены автором на Международной конференции по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1963 г.).