

Коллективные взаимодействия «убегающих» электронов с плазмой в стеллараторе С-1

П. И. Блинов, Л. П. Закатов

Изучались коллективные взаимодействия «убегающих» электронов с плазмой во время омического нагрева в стеллараторе С-1. Исследовалось связанное с этим взаимодействием радиоизлучение.

Как известно, в плазме при наложении электрического поля возникает ток убегающих электронов. Чтобы все электроны стали убегающими, электрическое поле, как показано в работе [1], должно превышать некоторое критическое значение

$$E_{\text{крит}} \approx e/\lambda_D^2,$$

где λ_D — дебаевский радиус. Если поля слабые, в режим «убегания», т. е. неограниченного ускорения, переходят только те электроны, скорость которых значительно выше тепловой. В рейтрековых установках убегающие электроны должны довольно быстро уходить из плазмы, вызывая тем самым тормозное рентгеновское излучение из ограничивающих пучок диафрагм и стенок камеры в области закруглений.

С другой стороны, направленный поток электронов в плазме может возбуждать электростатические колебания [2, 3]. Для этого, как показано в работе [2], необходимо, чтобы направленная скорость потока электронов превышала тепловую скорость электронов плазмы. Таким образом, неограниченному ускорению электронов в плазме препятствует процесс развития электростатических колебаний.

Колебания развиваются за несколько десятков их периодов [4]. При этом убегающие электроны резко тормозятся до скоростей, близких к тепловым, что приводит к скачкообразному уменьшению тока в плазме. Если электрическое поле не выключается, процесс ускорения и торможения электронов будет периодически повторяться.

Рассеиваясь на неоднородностях в плазме и на границе плазмы с вакуумом, продольные колебания могут трансформироваться в поперечные и излучаться из плазмы [5, 6]. К такому же эффекту приводит взаимодействие между гармониками электростатических колебаний [7]. Поэтому существование рентгеновского и радиоизлучений из стелларатора во время омического нагрева может свидетельствовать о наличии в плазме убегающих электронов. Впервые явление убегания электронов в стеллараторе было отмечено в работе [8]. Детально коллективное взаимодействие убегающих электронов с плазмой в сильных электрических полях было исследовано в работах [9, 10].

Метод эксперимента

Конструкция стелларатора С-1 описана в работе [11]. Начальное давление в камере составляло $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Все измерения проводились на гелии в области давлений $1,1 \cdot 10^{-4}$ — $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Радиоизлучение из плазмы изучалось в широком интервале частот: от десятков килогерц до десятков гигагерц. Низкочастотные шумы (до десятков килогерц) принимались магнитной или дипольной антенной, расположенной вблизи прямолинейного участка камеры, и после усиления подавались на вход осциллографа ОК-24. Излучение в диапазоне 30—2000 Мгц принималось аналогичным образом и с помощью коаксиального кабеля подводилось к избирательным контурам (рис. 1). Чтобы не ухудшать добротности контуров, кабель подключался через малую емкость примерно к одной трети витков катушки. Протектированный сигнал усиливался и поступал на вход осциллографа. В диапазоне 3000 Мгц ($\lambda = 10$ см) излучение принималось дипольной

антенной и выделялось с помощью волномера типа ВМТ-10. На более коротких волнах ($\lambda = 0,4 \div 4,6$ см) использовались диэлектрические и рупорные антенны.

Рентгеновское излучение, прошедшее сквозь стенки камеры и катушки, регистрировалось фотоумножителем с кристаллом NaJ. Можно было не только подсчитывать общее число импульсов, но и подавать их на вход осциллографа. Для сравнения интенсивности излучения из разных частей камеры использовались

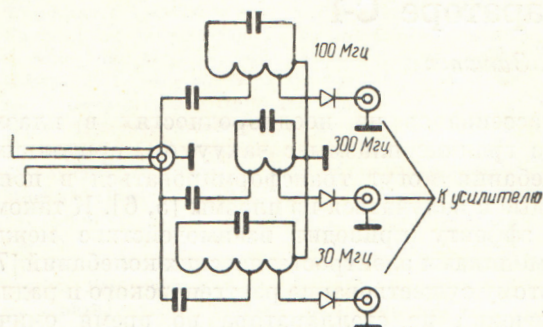


Рис. 1. Схема приемного тракта в диапазоне 30—300 МГц.

свинцовые коллиматоры. Жесткость рентгеновского излучения оценивалась с помощью поставленных перед коллиматором железных или свинцовых экранов.

Концентрация электронов в плазме измерялась радиоинтерферометром на длинах волн 0,4—3,0 см, а также оценивалась по «запиранию» сигнала на длине волны 10 см.

Электронная температура определялась по отношению интенсивностей линий гелия 4713 Å и 4922 Å.

Результаты эксперимента

Интенсивное радиоизлучение из плазмы наблюдалось в диапазоне частот от десятков килогерц до $1,5 \cdot 10^{10}$ гц ($\lambda = 2$ см). На более коротких волнах, вплоть до $\lambda = 4$ мм, излучения обнаружено не было.

На частотах от 2,5 до 15 ГГц характерно излучение в виде отдельных, сравнительно коротких импульсов (рис. 2, а). Время нарастания импульса составляет 15—25 мксек, время его спада примерно втрое больше. Всплескам излучения обычно соответствуют скачки тока в плазме, достигающие 100 а.

На частотах порядка сотен мегагерц (см. рис. 2, б) излучение продолжается длительное время (до 700 мксек) и нередко оказывается,

как и ток в плазме, промодулированным по амплитуде. Считая, что скачок тока ΔI вызван торможением убегающих электронов, можно оценить их концентрацию из равенства $\Delta I = eSN_{уб}v_{уб}$, где S — площадь сечения плазменного шнура; $N_{уб}$ — концентрация, а $v_{уб}$ — скорость убегающих электронов.

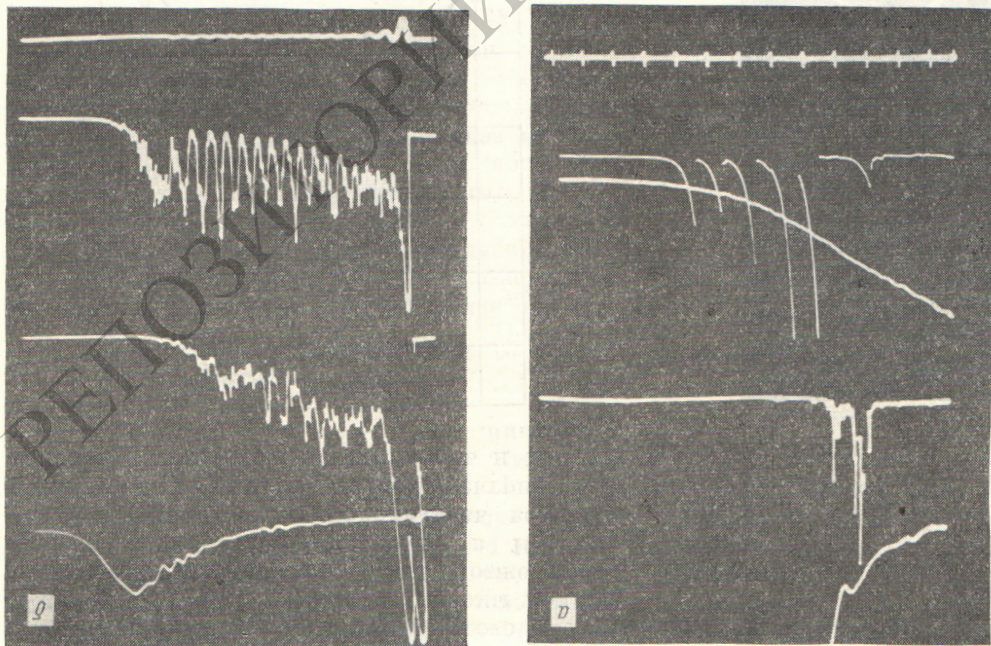
Жесткость тормозного рентгеновского излучения составляла в наших экспериментах несколько сотен килоэлектронвольт. Поэтому величину $v_{уб}$ можно принять равной скорости света; при этом значение $N_{уб}$ окажется несколько заниженным.

Для шнура диаметром 8 см $N_{уб} \approx 10^9$ см⁻³, т. е. $N_{уб} \approx 10^{-3} N$, так как средняя электронная концентрация N в момент появления радиоизлучения не превышает значения 10^{12} см⁻³.

Скачку тока 100 а при ускоряющем напряжении 300 в на всей длине рейстрекса соответствует мощность 30 квт, выделяющаяся при торможении электронов. Согласно работе [12], около половины этой мощности, что в нашем случае составляет около 15 квт, идет на раскачку электростатических колебаний. Экспериментально измеренная мощность излучения на длине волны 3 см достигала 25 вт/см² при полосе частот 60 МГц, т. е. на семь порядков превышала мощность теплового излучения для электронной температуры 100 эв. Если предположить, что излучение равномерно распределяется по всей длине камеры, то полная мощность излучения для той же полосы частот окажется равной 400 вт, что составляет около 3% мощности электростатических колебаний, вычисленной по данным работы [12].

Уменьшение отношения $N_{уб}/N$, например из-за ухода убегающих электронов из пучка, должно приводить к уменьшению уровня электростатических колебаний или даже к их срыву. С другой стороны, этот уход должен сопровождаться интенсивным рентгеновским излучением со стенок камеры. Измерения показали, что изменение направления электрического поля по отношению к магнитному приводит к резкому изменению величин как рентгеновского, так и радиоизлучений. Интенсивность рентгеновского излучения была максимальной при электрическом поле E , антипараллельном магнитному полю H , тогда как радиоизлучение в этом случае было сравнительно слабым. С изменением направления поля E на противоположное мощность радиоизлучения резко возрастала, а интенсивность рентгеновского излучения падала приблизительно в 100 раз (рис. 3). Это может свидетель-

Рис. 2. Осциллограммы тока и радиации в плазме: а — на частоте 10^{10} гц (верхние осциллограммы сняты в начале разряда, нижние — в конце); б — на частоте 100 Мгц (верхние осциллограммы сняты при E, параллельном H; нижние — при E, антипараллельном H); в — время через 0,1 мсек; скорость раз- вертки одинакова для обоих рисунков.



Поляризация излучения

Поляризация излучения определялась в трехантиметровом диапазоне. Диапазон рабочей антенны присоединялась с помощью прямоугло- ного волновода к де- текторной головке, перед которой поме- щалась низкооборот- ный резонатор. На- значение последнего — выделить сравнительно узкий спектр частот. Полоса пропускания резонатора на частоте 9650 Мгц составля- ла 50 Мгц. Вращая весь тракт вокруг оси антенны, можно было снимать зависимость интенсивности радиационного излучения от угла между плоскостью поляризации волновода и осью вакуумной камеры. Характеристики детектора очень близка к квадратичной, что специально проверялось. Поэтому в случае линейной поли- ризации излучения зависимость тока детек- тора от угла поворота антенны ϕ описывается формулой

$$I = I_{\text{макс}} \cos^2 \phi.$$

Экспериментальные точки, как видно из рис. 4, хорошо укладываются на кривую

Рис. 3. Осциллограммы (сверху вниз) тока, радио- частотного ($\lambda = 3$ см) и рентгеновского излучений из плазмы: а — электрическое поле антипараллельно направлению магнитного поля (интенсивность развертки $1:1$); б — электрическое поле параллельно магнитному полю (интенсивность развертки $1:1$); в, г — для рентгеновского излучения $1:1$).

Рис. 4. Экспериментальные точки, как видно из рис. 4, хорошо укладываются на кривую

$I_{\text{макс}} = \cos^2 \varphi$. На основании этого можно заключить, что излучение из плазмы поляризовано вдоль магнитного поля. Позже проверялась поляризация излучения в 10-сантиметровом диапазоне. Сравнивалась величина сигнала при двух направлениях электрического вектора дипольной антенны: вдоль и поперек

тому из формулы

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}}$$

Это хорошо согласуется с теорией Ахиезера — Файнберга и Бома — Гросса, из которой следует, что спектр колебаний лежит в области

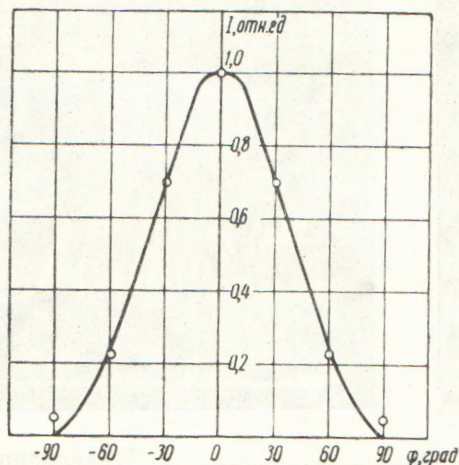


Рис. 4. Зависимость тока детектора от угла поворота антенны:
 ○ — экспериментальные точки; — — — теоретическая кривая.

магнитного поля. В первом случае сигнал оказался примерно в пять раз больше. Это также подтверждает, что излучение линейно поляризовано по направлению движения убегающих электронов.

Зависимость радиоизлучения от плотности плазмы

На рис. 5 показана зависимость радиоизлучения от величины тока в плазме. Видно, что при достаточно слабом токе излучение наблюдается в течение всего разряда. С увеличением тока оно в какой-то момент времени прекращается и возникает вновь уже после заметного спада тока. При этом более низкочастотное излучение прекращается при меньших значениях тока. Это показывает, что частота электростатических колебаний зависит от электронной концентрации плазмы. После того как концентрация превысит некоторое предельное значение, колебания на данной частоте прекращаются. Измерения показали, что для излучения на длинах волн 3 и 10 см предельное значение концентрации близко к определяе-

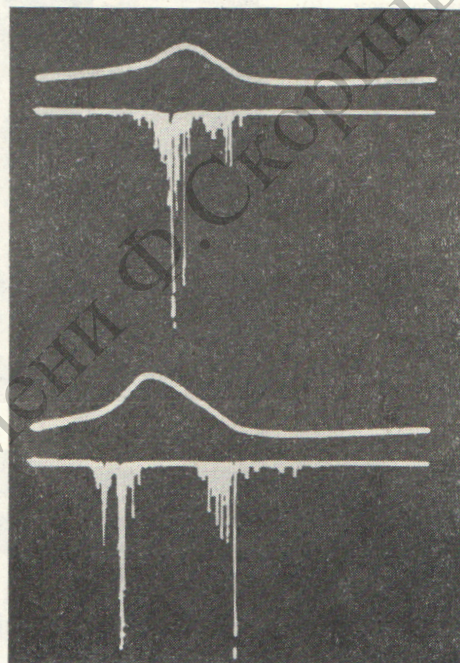


Рис. 5. Зависимость характера радиоизлучения от величины тока в плазме.

плазменной частоты ω_p . Отсутствие излучения на длине волны короче 2 см при больших значениях плотности плазмы (до $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) можно объяснить уходом убегающих электронов на стенки из-за возникновения гидромагнитной неустойчивости при больших значениях тока в плазме.

Зависимость радиоизлучения от величины электрического поля

При слабых электрических полях радиоизлучение отсутствует и внезапно возникает только после того, как напряженность поля превысит некоторое значение $E_{\text{мин}}$, одинаковое для всех частот. Если повышать начальное давление в камере, то для появления излучения необходимо увеличивать напряженность электрического поля.

На рис. 6 приведена зависимость $E_{мин}$ от начального давления в камере, оказавшаяся близкой к линейной. Такая же зависимость следует из теории Дрейсера [1], отклонения от прямой свидетельствуют о том, что температура и степень ионизации плазмы меняются в зависимости от давления.

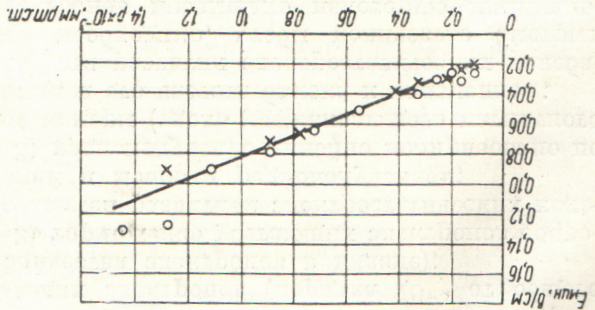


Рис. 6. Зависимость напряженности электрического поля $E_{мин}$, соответствующего началу излучения, от P_0 — для частоты 10^{10} эц; \times — для частоты 30 Мгц.

Сравним величину $E_{мин}$ со значением, следующим из формулы Дрейсера:

$$E_{крит} = 1,5 \cdot 10^{-8} \frac{T_e}{N} \text{ в/см},$$

где T_e — электронная температура, К. Излучению с длиной волны 3 см соответствует плот-

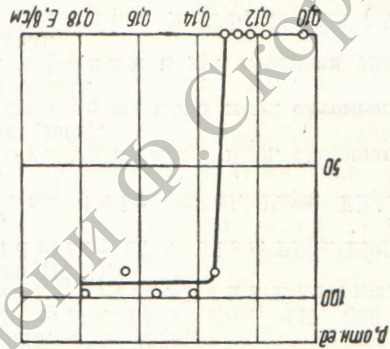


Рис. 7. Зависимость мощности излучения от напряженности электрического поля.

ность порядка 10^{12} см⁻³, а электронная температура при этом (для начального давления 10^{-4} мм рт. ст.) составляет около 30 эв. Тогда $E_{крит} = 0,05$ в/см, что всего в $\sim 2,5$ раза больше экспериментального значения $E_{мин} = 0,02$ в/см. Этот факт, а также ступенчатый характер зависимости мощности излучения от E

(рис. 7) свидетельствуют о том, что электро-статические колебания возникают только тогда, когда значительная доля электронов переходит в режим убегания. При давлениях выше $1,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. излучение на всех частотах отсутствует. По-видимому, это связано с ростом затухания колебаний.

Зависимость излучения от величины магнитного поля

Было замечено, что излучение из плазмы наблюдается только тогда, когда магнитное поле превышает некоторую величину. При меньших магнитных полях излучение отсутствует. Это минимальное значение поля, как оказалось, зависит как от напряженности обода (т. е. от величины электрического поля E), так и от начального давления в камере и величины диаметра, определяющей диаметр плаз-

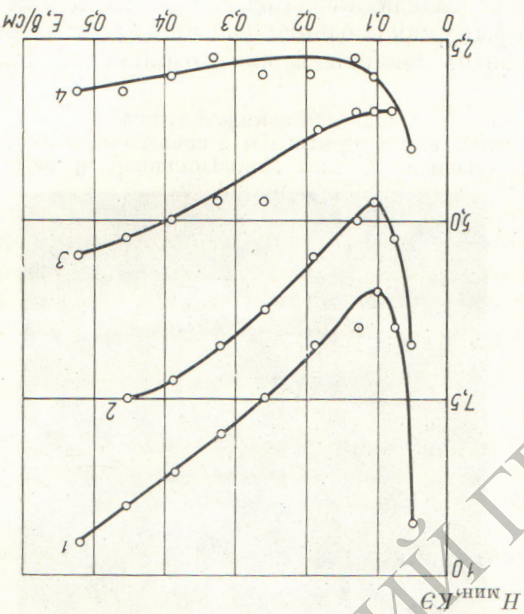


Рис. 8. Зависимость величины поля $H_{мин}$, соответствующего началу радиационного излучения, от величины приложенного электрического поля E при различных давлениях в камере, мм рт. ст.: 1 — $1,1 \cdot 10^{-4}$; 2 — $1,7 \cdot 10^{-4}$; 3 — $2,5 \cdot 10^{-4}$; 4 — $4 \cdot 10^{-3}$.

Как видно из рис. 8, с повышением напряжения обода значение $H_{мин}$ сначала быстро падает, а затем, пройдя минимум, начинает медленно расти. При увеличении давления критические значения магнитного поля уменьшаются. Однако значение E , соответствующее

минимуму критического магнитного поля, практически не зависит от начального давления.

Если уменьшать диаметр диафрагмы, то для появления излучения необходимо увеличить магнитное поле, уменьшив тем самым скорость ухода частиц из плазмы.

Низкочастотные шумы

Принимаемые магнитной антенной низкочастотные сигналы отражают по существу

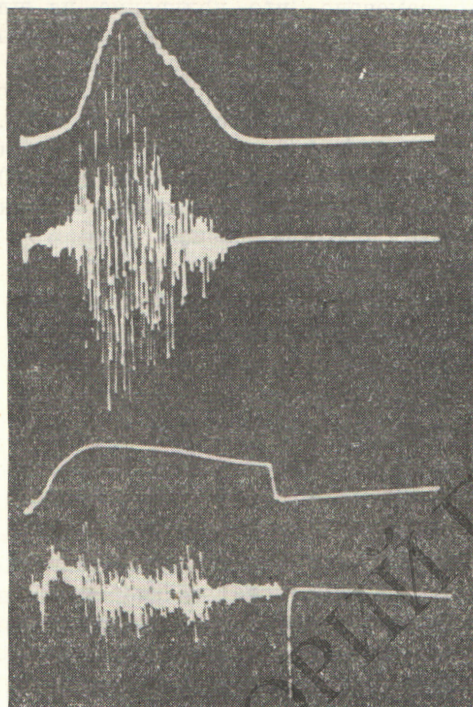


Рис. 9. Осциллограммы тока и низкочастотного сигнала с магнитного зонда для разных режимов разряда.

скачки разрядного тока в плазме, точнее — скорость изменения разрядного тока. Тот факт, что нет полного соответствия между низко-

частотными шумами и скачками тока (рис. 9), объясняется тем, что магнитный зонд более чувствителен к быстрым изменениям тока, чем нагруженный на RC -цепочку пояс Роговского.

Таким образом, на основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1) в рейстрековой установке типа стелларатора существует значительное количество убегающих электронов (порядка 10^{-3} от общего количества электронов в плазме);

2) торможение убегающих электронов сопровождается развитием электростатических колебаний и мощным радиоизлучением;

3) радиоизлучение линейно поляризовано по оси камеры (вдоль удерживающего магнитного поля), а его частота близка к плазменной;

4) для развития электростатических колебаний необходимо, чтобы количество быстрых электронов превышало некоторую минимальную величину.

В заключение авторы выражают свою признательность Н. М. Яшину за измерения электронной температуры.

Поступила в Редакцию 18/XI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Dreiser. Phys. Rev., 115, 238 (1959).
2. А. И. Ахмезер, Я. Б. Файнберг. «Докл. АН СССР», 89, 555 (1949); ЖЭТФ, 21, 1262 (1951).
3. D. Bohm, E. Gross. Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
4. O. Buneman. Phys. Rev., 1, 8 (1958); Phys. Rev., 115, 503 (1959).
5. D. Tidman. Phys. Rev., 117, 366 (1960).
6. G. Burkhard, G. Fahl-Larenz. Z. Phys., 161, 380 (1961).
7. D. Tidman, G. Weiss. Phys. Fluids, 4, 866 (1961).
8. W. Bernstein et al. Phys. Fluids, 1, 430 (1958).
9. В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 14, 349 (1963).
10. В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 17, 83 (1964).
11. И. П. Афонин и др. «Атомная энергия», 14, 143 (1963).
12. В. Д. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 613 (1963).

