

УДК 533.951

## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Ю. Я. Бродский, В. А. Миронов

Экспериментально обнаружены низкочастотные релаксационные колебания, возникающие в плазменном столбе  $Q$ -машины под действием локализованного в ч. поля кольцевого конденсатора, когда напряжение на его обкладках превосходит некоторое критическое значение. Предлагается механизм возбуждения колебаний.

Как хорошо известно, в высокочастотном поле достаточно большой интенсивности, когда амплитуда его  $E$  превышает некоторое критическое значение  $E_{кр}$  концентрация заряженных частиц  $n$  существенно зависит от  $E$ :  $n = n(|E|^2)$ , что и обуславливает нелинейное взаимодействие плазмы с полем. В некоторых случаях такая зависимость имеет гистерезисный характер [1, 2], т. е. распределение концентрации неоднородно и определяется знаком скорости изменения поля. В частности, если сквозь в. ч. конденсатор с пластинами, прозрачными для плазмы, вдоль градиента поля проходит плазменный пучок, создаваемый постоянным источником, аналогичная зависимость существует между концентрациями заряженных частиц перед и внутри конденсатора. При определенных условиях в такой системе могут возбуждаться низкочастотные релаксационные колебания. Экспериментальное наблюдение и объяснение механизма возникновения этих колебаний составляет цель настоящей работы.

1. Экспериментальные исследования проводились на обычной  $Q$ -машине [3] (рис. 1). В вакуумном объеме (I), откачиваемом до давления  $1 \div 5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст., располагался подогреваемый вольфрамовый диск

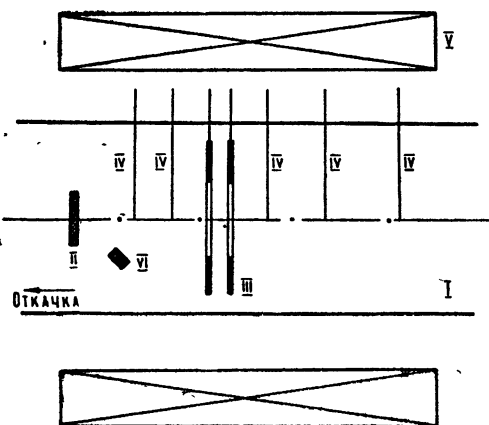


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: I — вакуумный объем, II — вольфрамовый диск, III — кольцевой конденсатор, IV — зонды, V — электромагниты, VI — напылитель.

(II), температура которого могла меняться до  $3000^\circ\text{C}$ . На диск направлялась струя паров щелочного металла (калия или цезия) с характерным поперечным размером, большим диаметра этого диска. При наложении внешнего магнитного поля  $H$  (в данной установке  $H$  могло меняться до  $1200$  э) вдоль силовых линий возникал плазменный столб, диаметр которого определялся размером диска [3] (использовались пластины диаметром 10 и 30 мм). В процессе эксперимента значение концентрации плазмы в столбе регулировалось изменени-

ем как температуры вольфрама, так и плотности потока нейтральных частиц. На расстоянии 20 см от пластины был расположен конденсатор (III), состоящий из двух плоских колец шириной 5 мм и внутренним диаметром 20 мм с расстоянием между ними 10 мм. По обе стороны конденсатора размещалось несколько зондов (IV).

2. На конденсатор подавался высокочастотный сигнал ( $f = 100$  МГц), амплитуда  $V_{\sim}$  которого могла меняться до 30 в. При исследовании с помощью зондов зависимости между концентрациями перед ( $n_1$ ) и за ( $n_2$ ) конденсатором было обнаружено, что, начиная с  $V_{\sim} = 10$  в, на кривых этой зависимости появляется разрыв при  $n_2^{(1)} \approx 10^8$  см<sup>-3</sup>, ширина которого возрастает при увеличении  $V_{\sim}$  (см. рис. 2а).

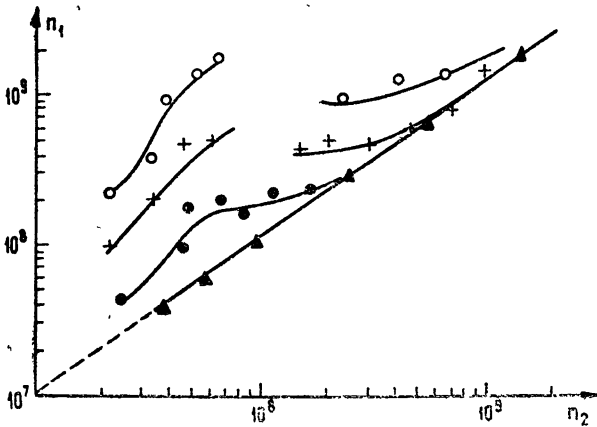


Рис. 2а. Зависимость концентрации плазмы перед конденсатором  $n_1$  от концентрации после конденсатора  $n_2$  при различных  $V_{\sim}$ :  $\blacktriangle\blacktriangle$  —  $V_{\sim} = 0$ ,  $\bullet\bullet\bullet$  —  $V_{\sim} = 10$  в,  $+++$  —  $V_{\sim} = 20$  в,  $\circ\circ\circ$  —  $V_{\sim} = 30$  в.

Для детального изучения процессов, происходящих в области разрыва, сигналы с зондов до и после конденсаторов подавались соответственно на вертикально и горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. При увеличении плотности потока заряженных частиц  $j$  до тех пор, пока концентрация плазмы за конденсатором не становилась равной  $n_2^{(1)} \approx 10^8$ , точка на осциллографе вычерчивала кривую, подобную участку 01 на рис 5. Затем на экране появлялась гистерезисная петля, которая с возрастанием  $j$  сначала «вытягивалась» вдоль некоторой кривой, затем начинала «разбухать». Семейство таких гистерезисов представлено на рис. 2б (изменение  $j$  осуществлялось выключением источника плазмы).

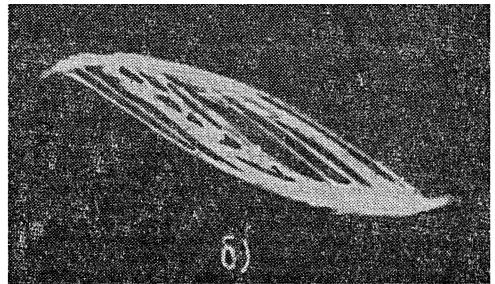
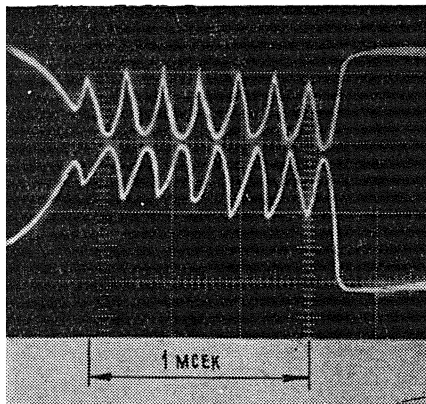


Рис. 2б. Зависимость  $n_1$  от  $n_2$  в области разрыва.

Одновременно сигналы с зондов подавались на вход двухлучевого осциллографа. При этом было обнаружено, что с появлением гистерезиса в плазме возникали низкочастотные релаксационные колебания с частотой

той порядка нескольких (1—6) *кГц*, существующие как до, так и после конденсатора и сдвинутые по фазе на  $\pi$  относительно друг друга. На рис. 3 представлены осциллограммы этих колебаний. Для наглядности высокочастотный сигнал был промодулирован меандром с частотой 400 *Гц*.



Характерной особенностью этих колебаний являлась их своеобразная зависимость от магнитного поля  $H$ . Колебания появлялись при  $H \approx 500$  э, затем их амплитуда увеличивалась до некоторого значения, а начиная с 800 э практически оставалась постоянной. Зависимости частоты этих колебаний от величины  $H$  не было обнаружено.

Рис. 3. Осциллограммы релаксационных колебаний перед (верхняя кривая) и после конденсатора (нижняя кривая), когда высокочастотный сигнал с  $f=100$  *МГц* промодулирован меандром с  $F = 400$  *Гц*.

В тех случаях, когда в плазме возбуждалась универсальная неустойчивость [3], колебания принимали вид, изображенный на рис. 4. Амплитуда релаксационных колебаний при этом падала, и при достаточно сильно развитой универсальной неустойчивости они совсем не возбуждались.

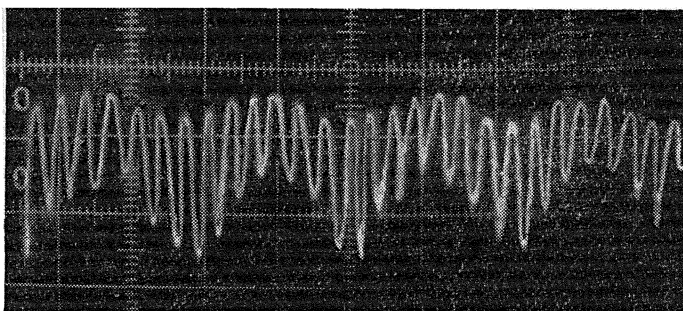


Рис. 4. Осциллограмма релаксационных колебаний при возбуждении универсальной неустойчивости.

3. Для объяснения возникавших релаксационных колебаний рассмотрим упрощенную одномерную модель, состоящую из плазменного столба, образованного локализованным источником изотермической плазмы. В некоторой области II этого столба (с характерным размером  $l$ ) наложено продольное квазистатическое электрическое поле  $E$ . Для простоты предположим, что размер участка  $l$ , где поле неоднородно, мал по сравнению с  $l$ , но велик по сравнению с амплитудой осциллирующей электрона в поле  $E$ . Такое поле может быть реализовано в сеточном конденсаторе.

Область I, расположенная между источником и областью II, имеет длину  $L$ ; давление плазмы в ней  $p_1$ . Давление внутри области II составляет [4]

$$p_0 = p_2 + p_{эл}, \quad (1)$$

где  $p_2 = 2\tilde{n}_2 kT$  — газодинамическое давление,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура плазмы; в системе с заданным зарядом давление поля в плазме равно  $p_{эл} = [(1 - \epsilon_r)/8\pi] (E_0^2/|\epsilon|^2)$ ,  $|\epsilon|^2 = \epsilon_r^2 + \epsilon_i^2$ ,  $\epsilon_r = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ ,  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 \tilde{n}_2/m$  — электронная плазменная частота,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $\tilde{n}_2$  — концентрация плазмы внутри области II,  $\epsilon_i$  — величина, характеризующая потери энергии электромагнитного поля в плазме,  $E_0$  — поле в вакууме.

В стационарном состоянии ( $p_1 = p_0$ ) имеем

$$n_1 = \frac{p_0}{2kT}. \quad (2)$$

Соотношение (1), рассматриваемое как функция от  $\tilde{n}_2$  и параметра  $E_0$  при постоянном  $T$ , качественно совпадает с изотермами ван-дер-ваальсовского газа и имеет максимум при  $\tilde{n}_2 = \tilde{n}_2^{(1)} = mf^2\pi/e^2$  (если  $f = 10^8$  гу,

то  $\tilde{n}_2^{(1)} = 10^8$  см<sup>-3</sup>), когда  $E_0 > E_{кр}$ . Одна из кривых, описываемых уравнением (2), для  $E_0 > E_{кр}$  представлена на рис. 5. Из сравнения рис. 2а и 5 легко убедиться в достаточно хорошем их качественном совпадении. Рассчитывать на количественное совпадение трудно по следующим причинам.

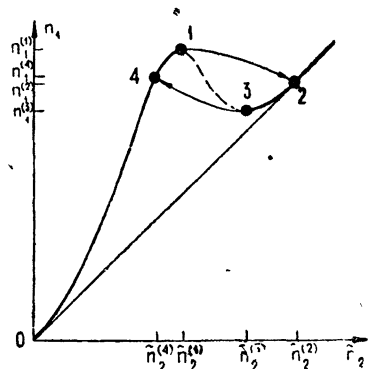


Рис. 5. Качественная кривая зависимости  $n_1$  от концентрации плазмы  $\tilde{n}_2$  в области, занятой полем.

Во-первых, для нахождения  $E_{кр}$  и построения семейства кривых (1) существенно знание величины  $\epsilon_i$  при  $|\epsilon_r| \leq \epsilon_i$ . Сделать же разумную оценку для  $\epsilon_i$  в данном случае затруднительно, поскольку в условиях эксперимента ( $p \approx 5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.,  $n \approx 10^8$ ) длина свободного пробега электронов много больше характерного размера неоднородности поля  $l/2$ , и потери, по-видимому, носят чисто бесстолкновительный характер.

Во-вторых, структура поля кольцевого конденсатора существенно отличается от структуры поля  $E$ , принятой в данной модели. Кроме того, эффективный размер области II в эксперименте зависит от величины поля.

В-третьих, наличие сильного градиента концентрации вдоль плазменного столба в  $Q$ -машине ( $\nabla n/n \approx 10^{-1}$  см<sup>-1</sup>), связанного с аномальной диффузией, существенно усложняет конкретный расчет.

Перейдем теперь к рассмотрению процессов, протекавших в описанной выше модели. При достаточно медленном (по сравнению с временем установления равновесия в системе) увеличении плотности потока плазмы давление  $p_1$  возрастает до тех пор, пока концентрация плазмы внутри области II не станет равна  $n_2^{(1)}$  (точка 1 рис. 5).

Если максимум кривой (2) достаточно резкий (это имеет место при  $\epsilon_i \ll 1$ ), дальнейшее увеличение  $j$  приводит к резкому падению  $p_{эл}$  и образованию на границе областей I и II разрыва (скачка давления и кон-

центрации). Возникший произвольный разрыв распадается с образованием волн разрежения, бегущих в разные стороны со скоростью ионного звука  $c$ . В течение времени, пока в системе не установится квазиравновесное состояние (точка 2), концентрация в области II возрастает до  $\tilde{n}_2 = \tilde{n}_2^{(1)}$ . По порядку величины время этого процесса определяется временем распространения разрежения до источника  $\tau = L/c$ . Затем, если источник может обеспечить лишь  $\tilde{n}_2 < \tilde{n}_2^{(3)}$ , за время  $\tau_2$  концентрация в обеих областях падает до  $n = n^{(3)}$  (точка 3). Из закона сохранения числа легко найти для  $\tau_2$  значение

$$\tau_2 \simeq \frac{L}{c} \frac{n_1}{\tilde{n}_2^{(1)}}. \quad (3)$$

Дальнейшее уменьшение  $\tilde{n}_2$  приводит к резкому возрастанию  $p_{эл}$ , в результате чего плазма начинает вытесняться из области II, пока концентрация в ней не достигнет значения  $\tilde{n}_2 = \tilde{n}_2^{(4)}$  (точка 4). Характерное время этого процесса нетрудно оценить из усредненного уравнения движения частицы в слабонеоднородном электромагнитном поле [5]:

$$\tau_3 \simeq \frac{l}{c} \left\{ \ln \frac{n_1^{(1)}}{\tilde{n}_2^{(1)}} \right\}^{-1/2}. \quad (4)$$

Поскольку поток частиц, создаваемый источником в этом состоянии, превышает поток частиц, проходящих через потенциальный барьер, концентрация плазмы в области I будет накапливаться, пока не достигнет значения  $n_1 = n_1^{(1)}$  (точка 1). После этого процесс повторяется. Закон сохранения числа частиц дает для времени накопления  $\tau_4$  значение, по порядку равное  $\tau_2$ .

Характерное время релаксационных колебаний  $T$  составляет  $T = \tau_1 + \tau_3 + 2\tau_2$  и в условиях эксперимента ( $n_1/n_2 \leq 2$ ,  $L = 10$  см,  $l = 6$  см,  $c = 7 \cdot 10^4$  см·сек<sup>-1</sup>) равно  $T = 8 \cdot 10^{-4}$  сек, что хорошо совпадает с измеренным ( $T = 2 \div 10 \cdot 10^{-4}$  сек).

В условиях эксперимента, как легко видеть из рис. 2а, максимум выражен недостаточно резко. Однако и в этом случае механизм возникновения колебаний, по-видимому, останется прежним, с той лишь разницей, что «запирание» плазмы в области I может произойти через время  $\tau$ , несколько меньшее, чем время распространения волны разрежения до источника ( $\tau < \tau_1$ ). В таком механизме источник плазмы не играет существенной роли, а поэтому колебания с периодом  $T$ , не большим оцененного выше, будут возбуждаться и при прохождении сгустка через высокочастотный потенциальный барьер.

К сожалению, описанную выше зависимость амплитуды колебаний от магнитного поля  $H$  на одномерной упрощенной модели объяснить нельзя. Однако ясно, что должно существовать критическое магнитное поле  $H_{кр}$ , которое бы за счет аномальной диффузии обеспечивало необходимое накопление плазмы в первой области. Аналогичную роль в возникновении релаксационных колебаний играет и универсальная неустойчивость.

Авторы признательны В. Б. Гильденбургу, Б. Г. Еремину, А. Г. Литваку и М. А. Миллеру за полезные обсуждения, а также Коняшеву В. А. и Смотрякову В. И. за помощь в создании установки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 45, 1243 (1963).
2. В. Б. Гильденбург, ЖЭТФ, 46, 2156 (1964).
3. Н. С. Бучельникова, Ядерный синтез, 4, 165 (1964).
4. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ, 39, 1450 (1960).
5. А. В. Гапонов, М. А. Миллер, ЖЭТФ, 34, 242 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
29 октября 1969 г.

RELAXATION OSCILLATIONS OF PLASMA IN AN INHOMOGENEOUS  
HF FIELD

*Yu. Ya. Brodsky, V. A. Mironov*

There have been experimentally discovered the low-frequency relaxation oscillations occurring in a plasma column of *Q*-engine under the action of localized HF field of a ring condenser when the voltage on its plates exceeds some critical value. A mechanism of excitation of oscillations is proposed.

---