

ЭЛЕКТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕ

А. А. Зайцев, И. А. Савченко

(Москва)

Приводятся результаты исследования условий возникновения периодичности в пространственном распределении интенсивности плазменных колебаний при возбуждении их электронным пучком.

Установлено, что периодичность наблюдается тогда, когда имеется граница, отражающая первичные или эмиттирующая вторичные электроны, которые образуют отраженную волну. Если такой границы нет, то усиление колебаний происходит в соответствии с выводами теории конвективной неустойчивости плазмы.

Меррилл и Вебб [1] впервые обнаружили, что в газовых разрядных трубках при низком давлении области интенсивных плазменных колебаний и области рассеяния первичных электронов, вылетающих из катода, имеют пространственную периодическую структуру. Теория этих опытов была развита в [2] на основе представления о модуляции первичных электронов по скоростям при прохождении через колеблющийся двойной слой на границе плазмы, которые затем группируются вблизи фокусной плоскости (аналогично процессам, протекающим в клистроне). В последующих экспериментальных работах [3,4] отмечалось, что в одних случаях периодичность в распределении интенсивности колебаний наблюдается, в других — нет.

В работе [5] было показано, что на характер распределения интенсивности влияет присутствие второго граничного электрода (первой границей служит катод), если последний отражает первичные или эмиттирует вторичные электроны, приводящие к образованию отраженных волн. Когда межэлектродное расстояние превышало длину свободного пробега электронов пучка в газе, распределение колебаний имело вид плавной кривой с максимумом где-то в центральной области между электродами. Однако всякий раз, когда расстояние между электродами становится меньше длины свободного пробега, возникает периодичность, подобная описанной в [1]. Теория [2] не отражает эту сторону явления, так как в ней предполагается, что среда ограничена только с одной стороны (она полуограничена) в направлении движения пучка.

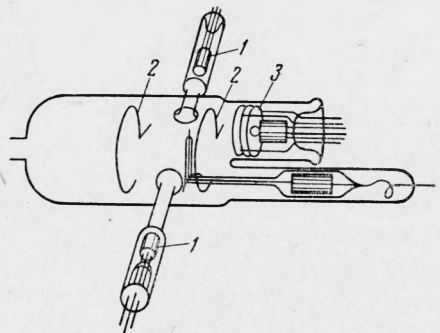
Для теории представляет большой интерес знание распределения колебаний в пространстве, так как это дает возможность сделать заключение о характере неустойчивости плазмы, в результате которой возбуждаются колебания. В настоящей статье описываются дальнейшие опыты, дающие подтверждение роли отраженных электронов в возникновении периодического хода интенсивности колебаний. Кроме того, статья содержит данные об усилении колебаний и сравнение их с выводами теории конвективной неустойчивости.

Эксперимент. Плазма создавалась в разрядных трубках трех типов, наполненных аргоном при давлении 2—8 *мм*. Трубки типа 1 и типа 2 имели плоский оксидный или прессованный катод диаметром 3 *мм* и плоский анод диаметром 30 *мм*. Диаметр стеклянного баллона равен 70 *мм*. Колебания возбуждались первичными электронами, ускоряющимися в области катодного падения потенциала как почти однородный поток. Электроны из катода двигались вначале в параллельном пучке, а затем на расстоянии в несколько *мм* в узком слое газа претерпевали бурное рассеяние. Иногда перед зоной рассеяния наблюдалось схождение пучка в узел.

В трубке типа 1 электроды располагались параллельно между собой на расстоянии 15 *см*. Это расстояние при использованных давлениях втрое превышает длину свободного пробега для электронов пучка, имеющих энергию несколько десятков эв.

В трубке типа 2 анод находился в боковом отростке. На пути первичных электронов на расстоянии 20 мм от поверхности катода был поставлен плоский электрод — отражатель из алюминия, который мог ориентироваться под различными углами к направлению начальной траектории этих электронов.

Трубка типа 3 схематически показана на фиг. 1. Она служила для изучения колебаний при прохождении через плазму вспомогательного пучка электронов из внешнего по отношению к ней источника. Основная плазма создавалась в трубке диаметром 75 мм при помощи двух оксидных катодов 1 и двух анодов, изготовленных в виде проволочного кольца 2; электронный пучок формируется при помощи электронной пушки 3, расположенной в ответвлении трубки. Путь электронов пучка, в отличие от экспериментов [6], не был ограничен поверхностными ионными слоями.



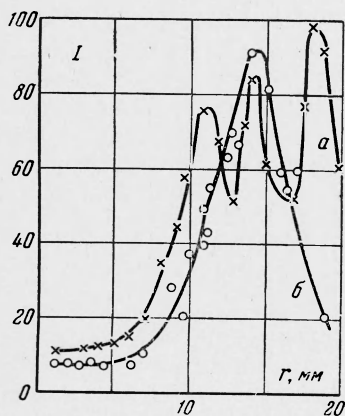
Фиг. 1

Все три конструкции трубок были снабжены подвижным зондом. Колебания снимались с зонда и исследовались при помощи супергетеродинного приемника.

Результаты измерений. (а) Роль отраженной волны в образовании периодичности. Для выяснения роли отраженных первичных электронов или электронов вторичной эмиссии в явлении образования пиков на кривой распределения интенсивности колебаний в работе [5] применялись

в одном случае отражатель, отбрасывающий обратно в плазму падающие на него электроны, в другом — сетка, расположенная перед анодом. На эти электроды можно было подавать различные потенциалы относительно плазмы.

В настоящей работе при использовании трубки 2 встречный поток, образованный отраженными и вторичными электронами, отводился в сторону от оси поворотом отражателя. Отражатель находился либо под плавающим потенциалом, либо под отрицательным в несколько в потенциалом по отношению к катоду. Изменение потенциала отражателя на частоте колебаний не сказывается. Кривые распределения интенсивности колебаний вдоль оси разряда, полученные в двух различных



Фиг. 2

случаях: а) когда плоскость отражателя перпендикулярна направлению первичного пучка и б) когда отражатель образует с направлением первичного пучка угол 45°, показаны на фиг. 2, где $f = 1000$ мГц, $i = 58$ ма, $p = 5$ мк. Можно видеть, что в то время как в первом случае существует отчетливая периодичность в распределении интенсивности, во втором случае ее нет.

Анализ показал, что измеренная в различных условиях длина пространственного периода достаточно хорошо совпадает с вычисленной по формуле

$$l = v_0 / f \tag{1}$$

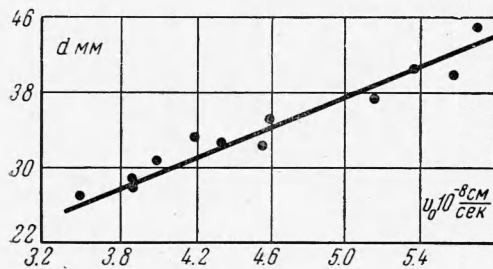
Здесь v_0 — скорость электронов пучка, f — наблюдаемая частота колебаний.

Соответствующие данные приведены в таблице.

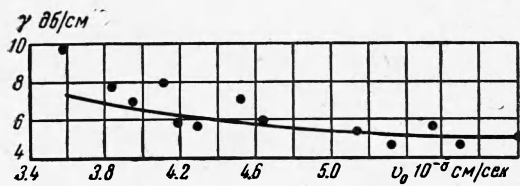
p , мк	i , ма	V , в	v_0 , см/сек	f , мГц	l^* , мм	l_r , мм
2.0	59	25	$3.0 \cdot 10^8$	500	6.2	6.0
5.0	61	44	4.0	1000	3.0	4.0
5.0	58	63	4.8	1000	4.5	4.8
8.0	12.9	22	2.8	480	4.5	5.6
8.0	15	220	8.8	770	9.5	11.4

Здесь l^* — экспериментальные значения пространственного периода, l_r — вычисленные по формуле (1).

Если вычислить по этим данным фазовую скорость волны по формуле $v = 2lf$, то она оказывается примерно в два раза больше скорости пучка. В связи с этим следует упомянуть, что в опытах Кофойда [7] со встречными пучками также отмечается превышение фазовой скорости волны над скоростью пучка. В то же время в других условиях опыта¹ для аргона им получено приблизительное совпадение этих скоростей, а для ксенона отношение фазовой скорости к скорости пучка составило 0.58.



Фиг. 3



Фиг. 4

ми пучками также отмечается превышение фазовой скорости волны над скоростью пучка. В то же время в других условиях опыта¹ для аргона им получено приблизительное совпадение этих скоростей, а для ксенона отношение фазовой скорости к скорости пучка составило 0.58.

(б) Расстояние от катода до зоны максимальной интенсивности колебаний. Коэффициент нарастания. Согласно [2], расстояние от зоны модуляции пучка до зоны фокусировки, которая отождествляется с областью максимально интенсивных колебаний, связано с параметрами пучка и плазмы зависимостью

$$d = mv_0^3 / \omega_0 k T_e \quad (2)$$

Здесь T_e — температура электронов плазмы, ω_0 — ленгмюровская частота электронов плазмы, k — постоянная Больцмана.

В работе [8], где опыты велись с пучком и независимо созданной плазмой, проверялась зависимость d от ω_0 ; полученные результаты качественно согласуются с формулой (2).

Для плазмы, созданной в трубке 1, типично распределение интенсивности колебаний, даваемое кривой б на фиг. 2; начиная с определенного расстояния от катода, интенсивность быстро возрастает, достигая максимального значения в некоторой точке, а затем снова падает.

По смыслу клистронной теории, длина d должна совпадать с расстоянием от границы катодной оболочки пространственного заряда до точки максимальной интенсивности.

Зависимость расстояния от катода до максимума колебаний от скорости электронов пучка, полученная в трубке 1, дается кривой на фиг. 3,

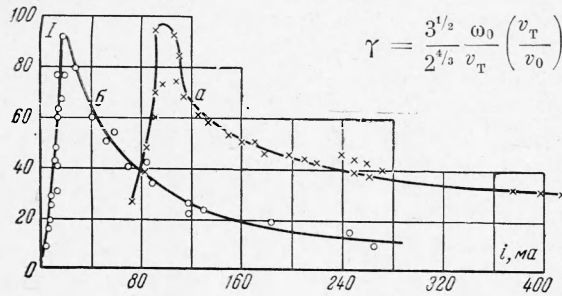
¹ Kofoed M. J. Plasma oscillations. Preprint, 1963.

где $f = 500$ мГц, $i = 22$ ма, $p = 5$ мк. Как видно наблюдаемая зависимость выражена гораздо слабее, чем это следует из формулы (2).

Начальные участки кривых распределения показывают экспоненциальное нарастание интенсивности колебаний. По этим участкам определяется коэффициент нарастания γ для нескольких значений скорости электронов в пучке v_0 . Изменение v_0 при постоянном значении тока достигалось варьированием накала катода¹. Соответствующие результаты нанесены на фиг. 4, где $f = 500$ мГц, $i = 22$ ма, $p = 5$ мк.

Если усиление является проявлением конвективной неустойчивости среды, то коэффициент γ выражается формулой [9]

$$\gamma = \frac{3^{1/2} \omega_0}{2^{4/3} v_T} \left(\frac{v_T}{v_0} \right)^{1/3} \left(1 - \frac{v_T^2}{v_0^2} \right)^{1/6} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^{2/3} \quad (3)$$



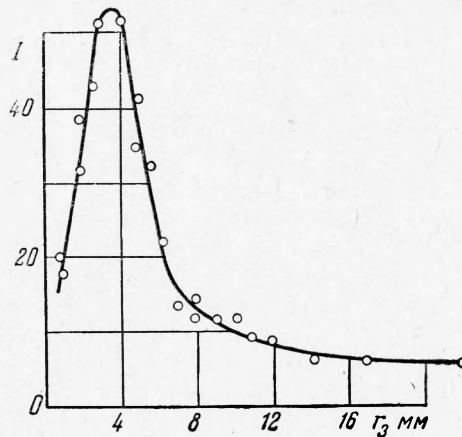
Фиг. 5

Здесь v_T — средняя тепловая скорость электронов плазмы, Ω — ленгмюровская частота электронов пучка.

В условиях данных опытов скорость v_0 превышала тепловую скорость v_T в 3—6 раз. Кривая на фиг. 4 показывает зависимость

γ от скорости электронов пучка, даваемую формулой (3), точки соответствуют данным измерений. Расчетная кривая привязана к экспериментальным результатам в точке $v_0 = 6 \cdot 10^8$ см / сек. Можно видеть, что формула (3) в области больших скоростей качественно правильно выражает наблюдаемую зависимость. В области же скоростей, близких к тепловой, наблюдается тенденция к расхождению между теоретической кривой и экспериментальными данными. Это расхождение можно объяснить тем, что формула (3) выведена для скоростей пучка, много больших средней тепловой скорости.

(в) *Результаты опытов с трубкой 3.* В то время как в трубках 1 и 2 плазма создавалась и управлялась пучком электронов, в трубке 3 основная плазма создавалась независимым способом. Здесь можно было наблюдать два вида плазменного взаимодействия: а) во вспомогательном пучке имеются колебания перед прохождением через плазму, б) колебания в пучке и плазме не обнаруживаются; они возникают благодаря взаимодействию пучка с плазмой. В обоих указанных случаях была исследована



Фиг. 6

¹ Электроны пучка получают энергию в катодном падении потенциала. Если катод работает в так называемом форсированном режиме, то катодное падение потенциала, необходимое для поддержания постоянного тока разряда, возрастает с уменьшением тока накала катода.

зависимость интенсивности колебаний на фиксированной частоте от силы тока в основной плазме (плотность носителей заряда в плазме практически линейно зависела от тока). Результаты измерений представлены на фиг. 5. Кривая *a* на этой фигуре получена по данным измерений на частоте колебаний пучка $f = 785$ мГц при давлении $p = 6$ мк, кривая *b* — на частоте $f = 460$ мГц при давлении $p = 10$ мк, когда колебания в пучке до взаимодействия с плазмой отсутствуют. Из фиг. 5 видно, что характер зависимости одинаков для обоих видов взаимодействия. Интенсивность на данной частоте достигает максимальной величины при вполне определенном значении силы тока. Вычисления плазменной частоты по данным измерений концентрации электронов, произведенных при помощи ленгмюровского зонда, показали, что максимум интенсивности достигается при частоте, близкой к частоте колебаний электронов плазмы.

Экспериментальные данные, полученные для случая взаимодействия модулированного пучка с плазмой, согласуются с результатами теоретического рассмотрения [10], проведенного для неограниченной плазмы.

На фиг. 6 показана типичная кривая пространственного распределения интенсивности колебаний для случая б). Такой же характер имеет распределение и в случае а), но положение максимума на кривой оказывается сдвинутым к месту входа пучка в плазму. Это можно объяснить тем, что в случае а) выше начальный уровень усиливаемого сигнала.

Таким образом, результаты позволяют сделать вывод, что в опытах с трубкой 3 в обоих рассмотренных случаях взаимодействия пучка с плазмой наблюдалось усиление волн возмущения, механизм которого связан с конвективной неустойчивостью плазмы [11-13]. В трубках 1 и 3 длина пространства взаимодействия пучка электронов с плазмой была достаточно велика. В них отсутствовал обратный поток электронов, через который может осуществляться обратная связь. Поэтому абсолютная неустойчивость не возникала.

Поступила 10 VII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Merrill H. J., Webb H. W. Elektron scattering and plasma oscillations. Phys. Rev., 1939, vol. 55, p. 4191.
2. Власов А. А. Теория многих частиц. Гостехиздат, 1950.
3. Kojima S., Kato K., Nagiwa S. Oscillations in plasma., J. Phys. Soc. Japan, 1957, vol. 12, p. 1276.
4. Bailey R. A., Emelius K. G. Plasma-elektron oscillations. Proc. Roy. Irish. Acad. A, 1955, vol. 57, p. 53.
5. Савченко И. А., Зайцев А. А. Высокочастотные колебания в разряде низкого давления. Вестн. Моск. ун-та, 1961, № 2, стр. 19.
6. Looney D. H., Brown S. C. The excitation of plasma oscillations. Phys. Rev., 1954, vol. 93, p. 965.
7. Kofoed M. J. Experimental two-beams excitation of plasma oscillations. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, p. 712.
8. Габович М. Д., Пасечник Л. Л. Аномальное рассеяние электронов и возбуждение плазменных колебаний. Ж. эксперим. и теор. физ., 1959, т. 36, стр. 1025.
9. Ахизер А. И., Файнберг Я. Б. О высокочастотных колебаниях электронной плазмы. Ж. эксперим. и теор. физ., 1951, т. 21, стр. 1262.
10. Sumi M. Theory of spatially growing plasma waves. J. Phys. Soc. of Japan, 1959, vol. 14, p. 653.
11. Файнберг Я. Б., Курилко В. И., Шапиро В. Д. К вопросу о характере неустойчивостей при взаимодействии пучка заряженных частиц с плазмой. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, стр. 633.
12. Sturrock P. A. Kinematics of growing waves. Phys. Rev., 1958, vol. 112, p. 1488.
13. Файнберг Я. Б. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. Атомная энергия, 1961, т. 11, стр. 313.