

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Д.М.Карфидов, К.Ф.Сергейчев

Экспериментально показано, что при ускорении электронов в последовательности плазменных резонансов при увеличении количества резонансов наряду с увеличением энергии электронов происходит образование „температурного” энергетического спектра.

Ускорение электронов в электрическом поле плазменного резонанса ¹, возникающего в результате конверсии поперечной электромагнитной (ЭМ) волны на неоднородном профиле плазмы в окрестности критической концентрации $n_c = m \omega^2 / 4 \pi e^2$, является одним из центральных вопросов взаимодействия интенсивного ЭМ излучения с плазмой из-за высокой эффективности преобразования энергии ЭМ излучения в энергию быстрых электронов, достигающей десятков процентов. Быстрые электроны часто играют отрицательную роль в решении ряда прикладных задач, таких, например, как лазерный термоядерный синтез ² или плазменное преобразование ЭМ энергии в постоянный ток ³, когда они становятся источником непроизводительных потерь энергии излучения. Обратные плазменные токи, компенсирующие потоки быстрых электронов из области взаимодействия плазмы с ЭМ полем, приводят в случае превосходства их дрейфовой скорости над скоростью ионного звука ($v_{др} > v_s$) к развитию сильной ионно-звуковой турбулентности, характеризуемой аномальным ростом сопротивления плазмы и появлением макроскопических возмущений первоначального профиля концентрации ⁴. Множественные флуктуационные возмущения профиля плазмы относительно уровня критической концентрации создают условия для возникновения последовательности плазменных резонансов. Ускорение электронов в последовательности резонансов в турбулентной плазме представляется более вероятным, чем ускорение в поле уединенного резонанса, обычно изучаемого теоретически ¹. Косвенным аргументом в пользу этого предположения служит разнородность не только в наблюдаемых величинах энергии быстрых электронов, но и в самом характере энергетических спектров, трансформирующихся в разных экспериментах от выделенной группы ⁵, до экспоненциально убывающего „хвоста” в распределении быстрых электронов по энергии, аппроксимируемого „эффективной температурой” T_h ⁶.

В данном эксперименте удалось получить достаточно убедительную демонстрацию резонансного ускорения и обнаружить влияние числа резонансных локализаций на спектре быстрых электронов.

Прямолинейную последовательность локализованных плазменных резонансов удалось осуществить в системе плазмOIDов малого размера $a \ll \delta l$, где a — характерный радиус плазмOIDа по уровню $n = n_c$, а δl — характерный размер флуктуирующей концентрации плазмы, вызываемых ионно-звуковой (токовой) турбулентностью ⁴. Указанное условие, препятствуя развитию крупномасштабной турбулентности ($\delta l \sim 100 r_{De}$), уменьшает нестабильность пространственного положения резонансного поля.

Исследования проводились с импульсным источником СВЧ колебаний (длина волны $\lambda = 5$ см, амплитуда напряженности электрического поля в центре фокального пятна $E_0 \cong 3$ кВ/см, характерный радиус пятна $L_E \approx 2,5$ см, длительность импульса $\tau = 1,5$ мкс). Плазма (см. рис.1) создавалась самим СВЧ излучением в результате ионизации струй аргона, эжектируемых в откачиваемую со скоростью $2 \cdot 10^3$ л/с вакуумную камеру при давлении $3 \cdot 10^{-5}$ Тор из 7 отверстий диаметром $2r_0 = 0,1$ см, расположенных в ряд с шагом $h = 0,7$ см на плоском торце радиопрозрачной камеры диаметром 5 см, наполняемой аргоном через заземленную проводящую трубку при давлении $\sim 0,1$ Тор. Направление поля E_0 совпадало с расположением отверстий. Пробой начинался в радиопрозрачной камере, затем волна ионизации из камеры распространялась навстречу источнику СВЧ излучения, проникала через отверстия в торце камеры и вызывала ионизацию струй аргона. Вследствие расширения струй в вакуум характерный размер плазмOIDов $a = 1 \pm 0,05$ см лишь вдвое превышал радиус отверстий. Благодаря тому, что $2a < h$, границы плазмOIDов по $n = n_c$ не перекрывались. СВЧ поле проникало в плазмOIDы практически без ослабления ($a < c/\omega$). Число плазмOIDов N и соответственно число резонансных локализаций $2N$ можно было регулировать диэлектрической диафрагмой, последовательно закрывающей отверстия, не нарушая при этом режима истечения газа. Потоки быстрых электронов из „закрытых” плазмOIDов отсекались отбортовкой диафрагмы.

Распределение концентрации плазмы, ее потенциал V_p и температура основной массы электронов T_e измерялись ленгмюровским зондом. Потоки электронов, ускоренных вдоль

E_0 , регистрировались многосеточным зондом в 20 см от оси и анализировались методом задерживающего потенциала. Измерения быстрых электронов проводились после выхода их тока на стационарный уровень в конце СВЧ импульса.

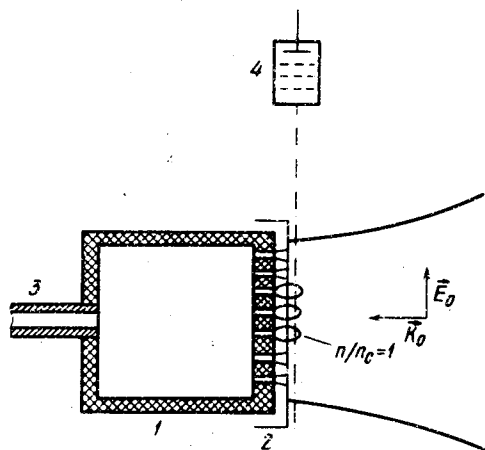


Рис.1. Схема эксперимента: 1 - диэлектрическая камера, 2 - диафрагма, 3 - заземленная металлическая трубка, 4 - многосеточный зонд

Рис.2, представляющий кривые задержки тока быстрых электронов (а) и соответствующие им дифференциальные спектры $dI/dU(U) \sim dn/dv(U)$ (б), демонстрирует влияние числа плазмоидов на ускорение электронов. Температура $T_e \cong 20$ эВ. Кривые рис.2 указывают на ряд особенностей спектров электронов. Во-первых, все они ограничены некоторой своей максимальной энергией $\epsilon_m = eU_m \sim N^{2/3}$, вблизи которой наступает отсечка тока.

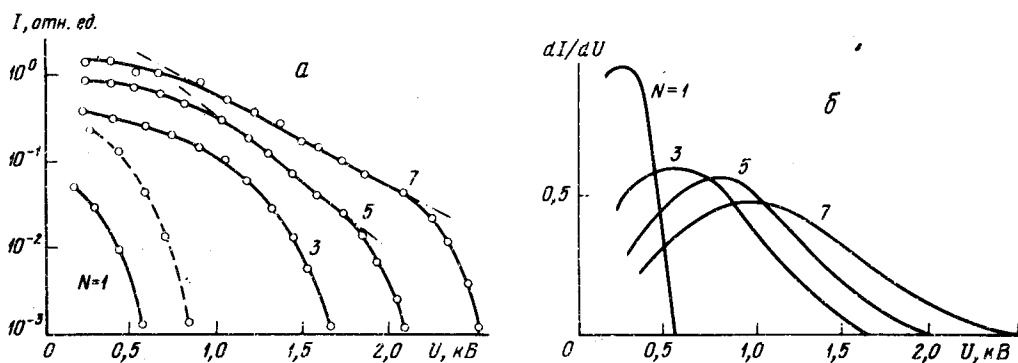


Рис.2. Кривая задержки (а) и энергетические спектры (б) ускоренных электронов в зависимости от числа плазмоидов N . Пунктир - кривая задержки, полученная при сближении плазмоидов

Ход зависимости от энергии вблизи отсечки остается подобным в интервале $(2 \div 3) T_e$, но при этом амплитуда полного тока растет как N^2 . Во-вторых, рост максимальной энергии обгоняет рост средней энергии, что хорошо видно на рис.2, б по „отрастанию хвостов” в высокоэнергетической части спектров при больших N . В-третьих, эти „хвосты”, отвечающие экспоненциальной зависимости тока от потенциала задержки (прямая в полулогарифмическом масштабе рис.2, а), могут быть охарактеризованы эффективной температурой T_h , если пренебречь отсечкой тока. При этом T_h также растет с увеличением N . Рост энергии быстрых электронов с пропорциональностью $N^{2/3}$ влечет за собой рост потенциала плазмы от 60 В ($N=1$) до 300 В ($N=7$). Так как поддержание тока быстрых электронов обеспечивалось эмиссией стенок заземленной трубки, снятие заземления приводило к подъему потенциала плазмы до нескольких киловат.

Контрольными опытами установлено, что общая длина плазмонидов в направлении E_0 сама по себе не влияет на результат ускорения, что исключает объемное ускорение электронов. Так, например, сближение семи отверстий до слияния внутренних границ плазмонидов (относительно уровня $n = n_c$) приводило к резкому снижению энергии ускоренных электронов ϵ_m от 2,5 до 0,8 кэВ (пунктирная кривая на рис.2, а). Сказанное дало основание считать наличие границ плазмонидов с критическими слоями $n \approx n_c$ необходимым условием ускорения. В пользу резонансного механизма ускорения говорит также зависимость энергии ускоренных электронов от характерного размера неоднородности плазмоида $L \sim a$. Найденная пропорциональность энергии $\epsilon_m \sim a^{0,7 \pm 0,3}$ не противоречит теоретическим предсказаниям¹, как и ее пропорциональность напряженности СВЧ поля E_0 : $\epsilon_m \sim E_0^{0,8 \pm 0,3}$.

Итак, ускорение электронов обязано возникающему на неоднородной границе плазмы плазменному резонансу. Ускорение электронов в последовательности локализованных резонансов дает рост их энергии пропорционально $N^{2/3}$, а не $N^{1/2}$, что должно было быть при отсутствии фазовой синхронизации ускорения. С ростом N „групповые” спектры быстрых электронов плавно трансформируются в „температурные”, что позволяет объяснить различия в ранее наблюдавшихся спектрах, если учесть возможность спонтанного возникновения последовательности плазменных резонансов, связанных с тóковой турбулентностью⁴. Ускорение электронов в последовательности плазменных резонансов может быть использовано для повышения КПД преобразования энергии ЭМ излучения в постоянный ток.

Литература

1. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. Сб. Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. АН СССР, ИФАН, Горький, 1980, стр.117.
2. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г. и др. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, т.17, М.: ВИНТИ, 1978.
3. Аскаръян Г.А., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косский И.А., Риевский И.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 706.
4. Карфидов Д.М., Лукина Н.А., Сергейчев К.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 489.
5. Баринев В.И., Геккер И.Р. и др. Труды ФИАН, М.: Наука, 1977, 92.
6. Бродский Ю.Я., Гольцман В.Л. и др. Сб. Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. АН СССР, ИФАН, Горький 1980, с. 186. См. также⁴.