

СТОХАСТИЧЕСКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ "МИКРОТРОН"

В.В.Васьков, А.В.Гуревич, Д.М.Карфидов, К.Ф.Сергейчев

Обнаружено резкое усиление эффективности ускорения электронов в плазменном резонансе при наложении слабого магнитного поля.

В^{1,2} теоретически и в³ экспериментально была показана возможность многократного ускорения электронов в плазменном резонансе⁴. Многократность ускорения в³ осуществлялась с помощью линейной последовательности локализованных резонансов плазменного поля (аналог линейного ускорителя). Количество резонансов ограничивалось числом плазмOIDов, которые удавалось разместить в пределах апертуры СВЧ поля накачки. Это ограничение устраняется при переходе к схеме циклического ускорения в резонансном поле одного плазмOIDа при наложении постоянного магнитного поля. Устройство такого типа имеет большое сходство с микротроном и отличается от него тем, что вместо вакуумного резонатора используется "плазменный резонатор", электрическое поле в котором значительно усилено, а ускорение носит стохастический характер. При этом в нашем эксперименте использовалось слабое магнитное поле: $\omega_B \ll \omega$ ($\omega_B = eB/mc$ – гирочастота электронов, ω – круговая частота СВЧ волны накачки).

Схема эксперимента показана на рис. 1. Исследования проводились с импульсным источником СВЧ волн – длина волны 5 см, амплитуда напряженности электрического поля в центре фокального пятна ($x = y = z = 0$) $E_{0x} \lesssim 4$ кВ/см, длительность импульса $\tau \lesssim 3$ мкс. Граница поля по уровню $e^{-1} E_{0x}$ в боковой и фронтальной проекциях показана штрих-пунктирной линией 1 ($R_E \approx 2,5$ см). Плазма 2 создавалась самим СВЧ излучением в результате ионизации струи аргона, эжектируемой в откачиваемую со скоростью $2 \cdot 10^3$ л/с вакуумную камеру при давлении $\sim 10^{-4}$ торр из узкого сопла на конце керамической трубки 3, в которой поддерживалось давление $\sim 0,1$ торр. Пробой начинался в трубке и затем переходил на свободную струю газа. Через 3 мкс плазмOID принимал размеры: диаметр $\sim 0,2$ см и длина $z_{II} \approx 0,8$ см. Величина B варьировалась от 0 до 70 Гс. Продольная неоднородность B в пределах $0 \leq z \leq 6$ см не превышала 5%. В поперечном направлении B убывало на 14% на радиусе 15 см.

Электроны ускорялись в электрическом поле плазменного резонанса в слое плазмы с критической концентрацией $n_c = m\omega^2/4\pi e^2 \approx 4,5 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Направление вылета ускоренных электронов при $B = 0$ совпадало с направлением электрического поля волны E_{0x} . Их

спектр по энергиям при $B = 0$ показан на рис. 2, *a*. (Зависимость тока I_3 зонда 7 от потенциала задержки U_3). При наложении постоянного магнитного поля ускоренные электроны двигались по окружностям с общей точкой касания, в которой находилось ускоряющее поле плазменного резонанса, как это показано на рис. 1. По мере ускорения орбиты электронов увеличивались — их радиус ρ возрастал с ростом поперечной энергии электронов $\mathcal{E} = mv_{\perp}^2/2$ согласно соотношению $\rho = v_{\perp}/\omega_B = 3,35 \sqrt{\mathcal{E}[\text{эВ}]} / B[\text{Гс}]$. Это позволяло по измеренной с помощью подвижного зонда 4 плотности тока электронов I на различных расстояниях $y = 2\rho$ от оси плазмоида находить функцию распределения ускоренных электронов по энергиям $n(\mathcal{E}) \sim I/\sqrt{\mathcal{E}}$. Справедливость такого способа определения функции распределения электронов по энергиям была подтверждена прямыми измерениями энергии электронов методом задерживающего потенциала.

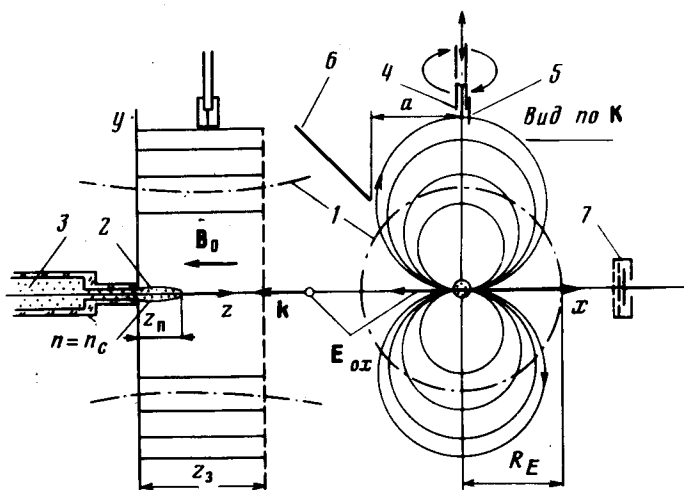


Рис. 1. Схема эксперимента

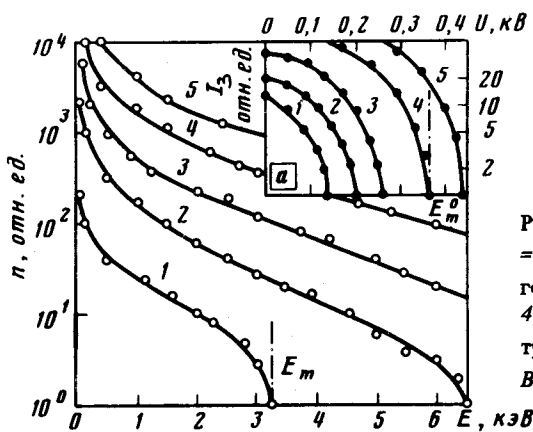


Рис. 2. Спектр ускоренных электронов $n(\mathcal{E})$ при $B = 70$ Гс и различных значениях амплитуды переменного поля E_{0x} : 1 — 1 кВ/см, 2 — 1,5 кВ/см, 3 — 2 кВ/см, 4 — 3 кВ/см, 5 — 3,7 кВ/см. *a* — Зависимость тока электронов I_3 на зонд 7 от потенциала задержки U_3 при $B = 0$

То, что движение электронов действительно носит характер, показанный на рис. 1, контролировалось рядом специальных экспериментов. Так, зонд 4 был оснащен экраном 5 (рис. 1), что позволило выявить одностороннюю направленность потока электронов (по стрелке) на достаточно высоких орбитах: $y > 3$ см (при $E_{0x} \approx 2$ кВ/см, $B \approx 70$ Гс). Направленный поток сменялся изотропным вблизи плазмоида ($y < 1$ см) из-за влияния соударений и статического электрического поля, окружающего плазмод и приводящего к дрейфу электронов в скрещенных полях. Строгая фиксация траекторий ускоренных электронов производилась с помощью размещения различных поглощающих препятствий на их пути, например, диафрагмы б, которая устраняла электроны с орбитами $\rho > a$. Это приводило к отсечке тока на зонд, расположенный при $y = 2a + 0,1$ см. Тот же результат достигался при замене широкой диафрагмы узкой полоской шириной 0,3 см.

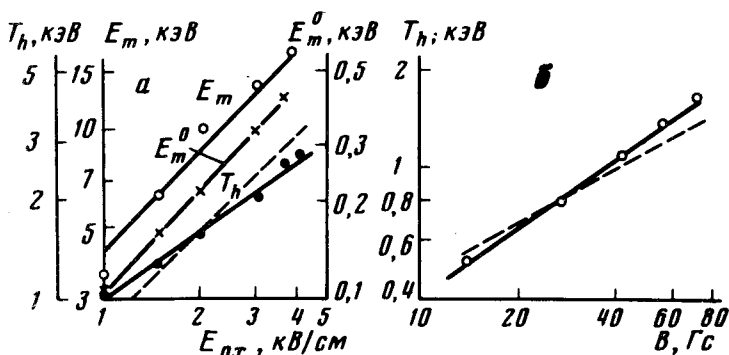


Рис. 3. Рост эффективной температуры T_h и энергии отсечки спектров ускоренных электронов в магнитном поле $B = 70 \text{ Гс}$ \mathcal{E}_m и без него $B = 0$ \mathcal{E}_m^0 с увеличением напряженности переменного (а) и статического магнитного (б) полей

Важно, что отсечка тока происходила и тогда, когда узкая диафрагма смещалась от плазмонда вдоль магнитного поля \mathbf{B} на расстояние $z < z_3 \approx 5 \text{ см}$. Это позволяет утверждать, что ускоренные поперек \mathbf{B} электроны заперты в области $0 < z < z_3$ и помимо ларморовского вращения в плоскости (x, y) совершают еще и колебательное движение вдоль оси $z \parallel \mathbf{B}$, периодически возвращающее их в зону ускорения $0 < z < z_{II} \approx 0,8 \text{ см}$. Запирание электронов в области $z < z_3$ связано с их захватом положительным потенциалом плазмы. Наличие такого потенциала, несколько превышающего энергию теплового движения с $T_e \sim 30 \div 40 \text{ эВ}$, подтверждено непосредственными измерениями.

Результаты определения энергетических спектров электронов $n(\mathcal{E})$ по измеренной зависимости тока на зонд $I(y)$ представлены на рис. 2. Полученные спектры имеют линейный участок в полулогарифмическом масштабе, что позволяет характеризовать их эффективной температурой T_h . Кроме того, спектры имеют хорошо выраженную отсечку со стороны высоких энергий, что дает возможность выделить максимальную энергию ускорения \mathcal{E}_m . Зависимости T_h и \mathcal{E}_m при $B = 70 \text{ Гс}$, а также \mathcal{E}_m^0 (максимальной энергии ускоренных электронов в отсутствие магнитного поля $B = 0$) от напряженности поля накачки E_{0x} представлены на рис. 3, а. Зависимость эффективной температуры T_h от B при $E_{0x} \approx 2 \text{ кВ/см}$ показана на рис. 3, б.

Оценка роста энергии ускоренных электронов при многократном ускорении в рассматриваемых условиях проводится аналогично ². Эффективная температура ускоренных электронов в условиях эксперимента описывается выражением

$$T_h = \mathcal{E}_m^0 \sqrt{N}, \quad N \approx (\omega_B t / \pi) (z_{II} / z_3).$$

Здесь: \mathcal{E}_m^0 — приращение энергии при однократном ускорении в отсутствие магнитного поля, N — среднее число независимых актов ускорения за время t с учетом вероятности нахождения электронов в области плазменного резонанса при их вращении в магнитном поле и колебаниях вдоль z . Видно, что эффект многократности в условиях эксперимента ($\omega_B \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, $t \approx 10^{-6} \text{ с}$, $z_{II} / z_3 \approx 0,2$; $N \approx 10^2$) приводит к увеличению T_h почти на порядок. Зависимость T_h от E_{0x} и B , показанная пунктиром на рис. 3, удовлетворительно соответствует экспериментальным данным. Теория дает также обрезание верха энергетического спектра ускоренных электронов. Теоретическая величина \mathcal{E}_m , однако, существенно зависит от условий удержания ускоренных частиц и при полном удержании оказывается в несколько раз выше наблюдаемой.

Литература

1. Васильев В.В., Гуревич А.В., Димант Я.С. ЖЭТФ, 1983, 84, 536.
2. Васильев В.В. Геомагнетизм и аэрономия, 1983, 23, 738.
3. Карфидов Д.М., Сергейчев К.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 8.
4. Коврижных Л.М., Сахаров А.С. Кн. "Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой" ИПФ АН СССР, Горький, 1980, с. 117.