

# УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОПРОКИДЫВАНИИ МОЩНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

*В. И. Архипенко*<sup>a</sup>, *В. Н. Будников*<sup>b</sup>, *Е. З. Гусаков*<sup>b</sup>,  
*А. К. Капаник*<sup>a</sup>, *В. А. Писарев*<sup>a</sup>, *Л. В. Симончик*<sup>a\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук Беларуси  
220072, Минск, Беларусь*

<sup>b</sup> *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 2003 г.

Исследована динамика ускорения электронов при опрокидывании мощной плазменной волны в окрестности резонанса на плазменной частоте (фокуса) в неоднородной замагниченной плазме. Экспериментально определен порог опрокидывания. Проведено сопоставление полученных экспериментальных зависимостей тока и энергии быстрых электронов от мощности падающей волны в различные моменты времени с теоретическими оценками. Показано, что при значительном превышении порога опрокидывания до 50 % электронов в плазменном резонансе захватываются и ускоряются волной.

PACS: 52.35.Mw

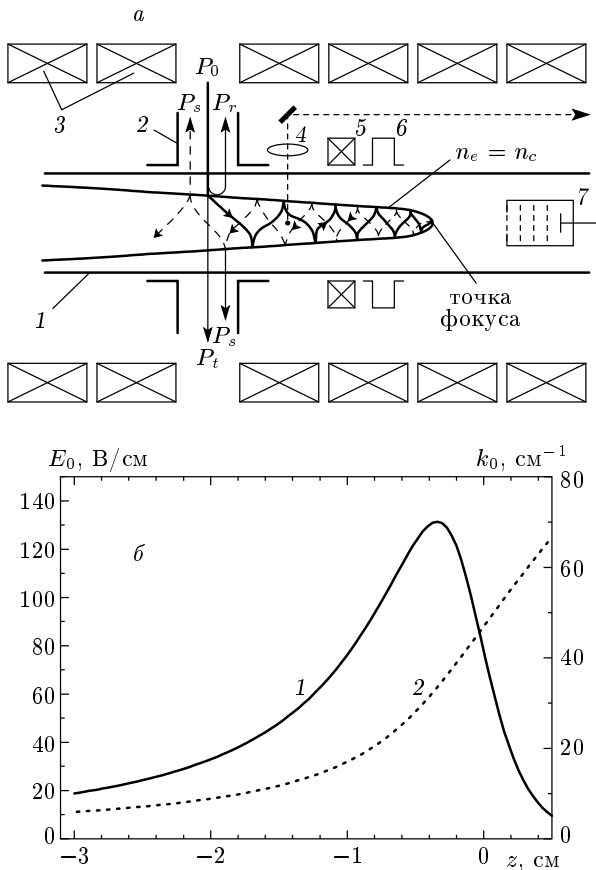
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Задача развития новых плазменных методов ускорения заряженных частиц, обладающих высокой эффективностью, привлекает внимание исследователей, начиная с конца пятидесятих годов прошлого столетия [1–7]. Одна из схем формирования сильного ускоряющего электрического поля, широко обсуждавшаяся в литературе, состоит в разделении заряда в плазме под влиянием пондеромоторной силы, действующей на электроны со стороны интенсивной высокочастотной электромагнитной волны. При этом происходит как резонансное, в результате распаднотой неустойчивости рамановского рассеяния, так и нерезонансное, в кильватерном следе, возбуждение электронных плазменных волн. Рост этих волн ограничивается на очень высоком уровне за счет опрокидывания, сопровождающегося в современном эксперименте ускорением электронов до энергий диапазона 100 МэВ [8].

В настоящей работе излагаются результаты модельного эксперимента, в котором детально исследуется ускорение электронов, сопровождающее опрокидывание мощной плазменной волны в неоднородной плазме. Генерация быстрых электронов прослежена как вблизи порога опрокидывания, так и при его превышении на четыре порядка величины по мощности. Проведено сопоставление зависимости тока ускоренных электронов и их предельной энергии от мощности накачки с предсказаниями, полученными в модели опрокидывания плазменной волны.

Статья организована следующим образом: после описания эксперимента и доступных диагностических средств делаются теоретические оценки порога опрокидывания и обсуждаются ожидаемые зависимости тока ускоренных электронов и их предельной энергии от мощности накачки. Затем излагаются результаты экспериментов и проводится их обсуждение и сопоставление с теоретическими скейлингами. В Заключении обсуждаются перспективы дальнейших экспериментов.

\*E-mail: simon@imaph.bas-net.by



**Рис. 1.** *a* — Схема экспериментальной установки:  $P_0, P_r, P_s, P_t$  — падающая, отраженная, рассеянная, проходящая волны,  $n_c$  — критическая концентрация, 1 — кварцевый баллон, 2 — волновод, 3 — катушки магнита, 4 — оптическая система, 5 — пояс Роговского, 6 — резонатор, 7 — анализатор. *б* — Распределение напряженности электрического поля (1) и волнового вектора (2),  $z = 0$  — положение фокуса

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на линейной плазменной установке «Гранит» [9]. Плазма создавалась в кварцевом баллоне 1 (рис. 1*a*) с внутренним диаметром  $2r_0 = 1.8$  см и длиной около 1 м, наполненном аргоном при давлении около 2 Па и помещенном в магнитное поле напряженностью порядка 3 кГс, в результате электронного циклотронного пробоя. В средней части баллона устанавливалось монотонно спадающее вдоль магнитного поля распределение концентрации электронов плазмы  $n_e$ , которое может

быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$n_e(r, z) \sim \exp\left(-\frac{z}{l}\right) \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)^\beta, \quad (1)$$

где  $l = 5$  см — масштаб неоднородности плазмы вдоль магнитного поля,  $\beta = 4$ .

СВЧ-волна подводилась к плазме сбоку по волноводу 2 (рис. 1*a*) сечением  $7.2 \times 3.4$  см<sup>2</sup>, при этом электрическое поле волны было параллельно внешнему магнитному. Типичные значения параметров плазмы в месте ввода составляли:  $n_e < 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $T_e = 2$  эВ. В тех случаях, когда концентрация на оси баллона заметно превосходила критическую для частоты  $f_0 = \omega_0/2\pi$ , в плазме возбуждалась косая ленгмюровская волна преимущественно в виде основной радиальной моды Трайвелписа–Гулда, дисперсионное соотношение для которой в неоднородной плазме имеет вид

$$k_\perp^2 = \left(\frac{\omega_{pe}^2(r, z)}{\omega_0^2} - 1\right) k_\parallel^2,$$

где  $k_\parallel$  и  $k_\perp$  — параллельная и перпендикулярная по отношению к магнитному полю составляющие волнового вектора.

Областью прозрачности для этой волны является плотная плазма с концентрацией выше критической,  $n_e > n_c$ , где  $n_c = \pi m f_0^2 / e^2$ . Приосевая область плазмы (рис. 1*a*) представляет для нее плазменный волновод со слабой аксиальной неоднородностью, распространяясь по которому в направлении уменьшения концентрации, волна замедляется. В точке, в которой силовые линии внешнего магнитного поля перпендикулярны поверхности критической концентрации,  $n_e = n_c$  (точка фокуса), происходит линейная трансформация волны в «теплую» плазменную. При этом ее поле достигает наибольших значений, задаваемых соотношением

$$E_0 = \left(\frac{2P'_0}{\omega_0}\right)^{1/2} \frac{k_0^{3/2}}{(3r_D^2 b k_0^3)^{1/2}} \times \exp\left[i \int_{-\infty}^z (k_0 + ik_0'') dz' - \frac{k_0}{2b} r^2 - i\omega_0 t\right] + \text{c. c.}, \quad (2)$$

где  $r_D$  — дебаевский радиус,  $P'_0 = \kappa P_0$  — доля подводимой к плазме мощности  $P_0$ , идущая на возбуждение основной радиальной моды Трайвелписа–Гулда (согласно [9],  $\kappa \approx 0.2$ ). Вещественная,  $k_0 = k_0(z)$ , и мнимая,  $k_0'' = k_0''(z)$ , части проекции волнового вектора волны  $\mathbf{k}$  на направление внешнего магнитного

поля, определяются в окрестности точки фокуса из уравнения

$$3r_D^2(k_0 + ik_0'')^2 - \frac{z}{a} - \frac{2}{(k_0 + ik_0'')b} + i\eta'' = 0, \quad (3)$$

где  $a \approx l = 5$  см и  $b \approx r_0\beta^{-0.5} = 0.4$  см — экспериментально определяемые параметры распределения плотности плазмы вблизи точки фокуса, так что продольная диэлектрическая проницаемость плазмы имеет вид

$$\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2(r, z)}{\omega_0^2}(1 + 3r_D^2k_0^2) + i\eta'',$$

$$\eta'' = \frac{\nu_{ea}}{\omega_0} - \pi \frac{\omega_{pe}^2}{k_0^2} \frac{\partial f_e}{\partial w} \Big|_{w=\omega_0/k_0}.$$

Здесь  $\nu_{ea}$  — частота электрон-атомных столкновений,  $f_e(w)$  — функция распределения электронов по продольным скоростям  $w$ , нормированная так, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_e(w) dw = 1.$$

Вычисленный с учетом этого фактор, описывающий затухание косой ленгмюровской волны, равен

$$\ln b_\ell = - \int_{-\infty}^z k'' dz' = - \frac{\nu_{ea}}{\omega_0} k_0 a - \pi a \omega_0 f_e \left( \frac{\omega_0}{k_0} \right).$$

Поведение электрического поля косой ленгмюровской волны и ее волнового вектора в окрестности гибридного резонанса, рассчитанное для экспериментальных параметров ( $T_e = 1.8$  эВ,  $\nu_{ea} = 4.5 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $P_0 = 0.02$  Вт), показано на рис. 1б. Рост напряженности электрического поля в окрестности фокуса столь значителен, что уже при подводимой к плазме мощности порядка 10 мВт проявляются нелинейные свойства плазмы и возбуждается параметрическая распадная неустойчивость вынужденного рассеяния назад [10]. В том же диапазоне мощности СВЧ-накачки ее затухание по механизму Ландау приводит к существенному изменению функции распределения электронов по скоростям в надтепловой области энергий  $W > 10$  эВ, так что она может быть аппроксимирована бимаксвелловской зависимостью:

$$n(w) = n_c \left[ \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{m_e w^2}{2T_e} \right) + \delta \left( \frac{m_e}{2\pi T_h} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{m_e w^2}{2T_h} \right) \right], \quad (4)$$

где  $\delta$  и  $T_h$  — соответственно, доля ускоренных электронов в общей концентрации и их эффективная температура.

При больших мощностях,  $P \gg 10$  мВт, можно ожидать проявления нерезонансных нелинейных процессов. Так, в результате действия пондеромоторной силы Миллера, приводящей при мощности 10 мВт к возбуждению распадной неустойчивости, при быстром включении существенно больших мощностей можно ожидать вытеснения электронов из области локализации сильного СВЧ-поля, что должно приводить в окрестности фокуса к возрастанию квазистатического потенциала

$$\varphi = \frac{E^2}{4\pi en_c}$$

и, в конечном счете, к ускорению ионов. При мощностях накачки  $P_0 = 10$  кВт, доступных в нашем эксперименте, в области максимума СВЧ-поля в соответствии с формулой (2) этот потенциал, на первый взгляд, может достигать мегавольтных значений  $\varphi \approx 4 \cdot 10^5$  В. Следует отметить, однако, что выражение (2) для распределения электрического поля в гибридном резонансе типа фокус получено в линейном приближении. В частности, при его выводе использованы выражения линейной теории для декремента затухания волны по механизму Ландау, учитывающие квазилинейную перестройку функции распределения электронов. С ростом поля плазменной волны ее затухание увеличивается, переходя в нелинейный режим, и достигает наибольших значений при опрокидывании волны, когда она захватывает электроны, двигающиеся со скоростями меньшими тепловой. Условие опрокидывания имеет вид

$$\nu_b = \frac{\omega}{k}, \quad \text{где} \quad \nu_b = \sqrt{\frac{2eE}{m_e k}}.$$

Выражение для фазовой скорости волны, при которой происходит опрокидывание при достаточно больших мощностях накачки, с учетом (2) принимает вид

$$\frac{\omega}{k_{wb}} = \left( \frac{e}{m_e} \right)^{2/5} (8\kappa P_0)^{1/5}. \quad (5)$$

Следует отметить, что согласно этой оценке эффект опрокидывания плазменной волны должен наблюдаться в области максимума ее электрического поля, начиная с мощности накачки  $P_0 \approx 1$  Вт. С увеличением мощности накачки опрокидывание волны происходит при меньшем ее замедлении. Максимальная

энергия электронов, ускоренных в результате опрокидывания волны, может быть оценена как

$$W_{wb} \approx 2m_e \left( \frac{\omega}{k_{wb}} \right)^2 = 4(2e^4 m_e \kappa^2 P_0^2)^{1/5}. \quad (6)$$

При мощности накачки 10 кВт эта энергия достигает значений  $\varphi \approx 5 \cdot 10^3$  эВ. Максимальный потенциал плазмы, возникающий под действием силы Миллера, связан с этой энергией соотношением  $\varphi \approx W_{wb}/8e$ . В результате потерь ускоренных электронов этот потенциал может численно возрасти, сохраняя, тем не менее, тот же порядок величины:  $\varphi \approx W_{wb}/e$ . Число электронов  $n_h$ , ускоренных волной, может быть оценено из условий энергобаланса как

$$\frac{n_h}{n_c} \approx \frac{1}{bk_{wb}} = \left( \frac{e}{m_e} \right)^{2/5} \frac{(8\kappa P_0)^{1/5}}{\omega_0 b}. \quad (7)$$

Грубая оценка импульса тока, переносимого этими электронами, имеет вид

$$I \approx en_h \frac{2\omega}{k_{wb}} \frac{\pi b}{k_{wb}} = 2 \left( \frac{e}{2m_e} \right)^{1/5} (\kappa P_0)^{3/5}. \quad (8)$$

Кроме быстрых электронных нелинейностей, рассмотренных выше, в эксперименте могут проявляться и более медленные, в частности, ионизационные нелинейности. Используя (2), запишем выражение для колебательной энергии электронов в фокусе:

$$W = \frac{P'_0}{\pi\omega_0 n_e} \frac{k_0^3 \exp(-2ak_0\nu_{ea}/\omega_0)}{3r_D^2 b k_0^3 + 1}.$$

Для  $k_0 \sim 40$  см<sup>-1</sup> (это обычное значение для волнового числа волны в фокусе) можно получить соотношение  $W_{\sim}[\text{эВ}] \approx 3.2P'_0[\text{Вт}]$ . Для  $P_0 = 25$  Вт колебательная энергия электронов равна  $W_{\sim} = 16$  эВ, что уже выше, чем энергия ионизации для атомов аргона  $E_i = 15.76$  эВ. При этом можно ожидать очень быстрой ионизации в области сильного СВЧ-поля и, как следствие, смещения положения точки гибридного резонанса от области ввода. Такое прожигание плазменно-волноводного канала, в конечном счете, может привести к выводу точки гибридного резонанса на границу плазмы и подавлению связанных с ней нелинейных процессов.

В данной работе, в которой начинаются исследования распространения мощной плазменной волны в неоднородной замагниченной плазме, представлены результаты, касающиеся быстрых электронных нелинейностей, в частности, ускорения электронов. Для изучения протекающих в плазме процессов при распространении импульсной плазменной

волны использовался набор разнообразных диагностик. На рис. 1а схематично показано расположение некоторых элементов диагностического оборудования. Так, распределение плотности плазмы контролировалось с помощью резонаторного метода; регистрация пространственного распределения свечения плазмы позволяла определить область поглощения СВЧ-мощности; контроль функции распределения электронной компоненты как в невозмущенной плазме, так и при воздействии волны накачки осуществлялся с помощью многосеточного анализатора заряженных частиц; ток ускоренных электронов регистрировался поясом Роговского; информация о протекающих в плазме волновых процессах извлекалась из анализа спектров рассеянного сигнала непосредственно из волноводного тракта.

Эксперименты проводились при следующих параметрах накачки: частота  $f_0 = 2840$  МГц, мощность импульса  $P_0 \leq 5$  кВт, длительность  $t \sim 0.2\text{--}1$  мкс, длительность фронта импульса  $t_f \sim 40$  нс, частота повторения — 300 Гц.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Форма СВЧ-импульса длительностью около 0.4 мкс из подводящего волноводного тракта в отсутствие плазмы представлена на рис. 2а. При наличии плазмы в разрядном баллоне форма импульса СВЧ-сигнала при мощности накачки менее 50 Вт изменяется незначительно. Однако при мощности более 50 Вт в конце импульса появляются низкочастотные колебания с частотой 20–30 МГц. С увеличением мощности момент появления этих колебаний смещается к началу импульса. Многосеточный анализатор, расположенный за областью фокуса на расстоянии приблизительно 25 см со стороны малых концентраций, фиксирует ток электронов (рис. 2б). Ток нарастает менее чем за 0.1 мкс и также быстро уменьшается с окончанием СВЧ-импульса.

На рис. 2в представлена осциллограмма сигнала пояса Роговского. Видно, что положительный пик на этой осциллограмме соответствует начальной стадии роста тока электронов, регистрируемого анализатором (рис. 2б), а отрицательный сигнал — более медленному спаду тока в течение импульса.

Осциллограмма сигнала тока фотоэлектронного умножителя представлена на рис. 2г. Видно, что свечение плазмы в видимой области спектра увеличивается в области фокуса практически сразу с момента подачи микроволнового импульса. Следует

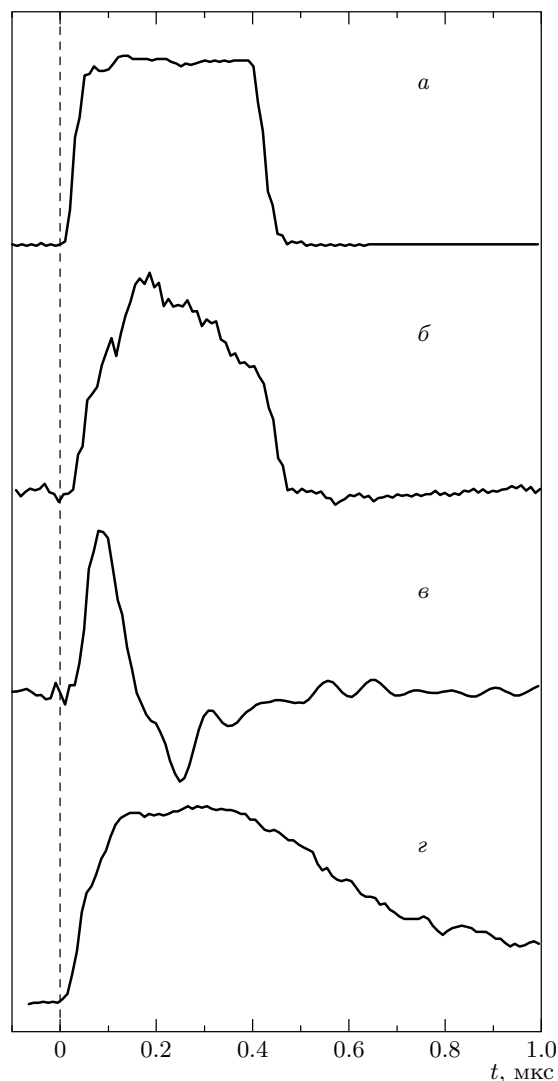


Рис. 2. Осциллограммы импульсов падающего СВЧ-излучения (*a*), тока многосеточного анализатора при задерживающем потенциале  $-50$  В (*b*), сигнала пояса Роговского (*c*), интенсивности светового излучения в фокусе (*d*)

отметить, что интенсивность света медленно уменьшается после окончания СВЧ-импульса в течение нескольких микросекунд.

Импульс тока анализатора заряженных частиц зависит от мощности подводимого СВЧ-импульса и задерживающего потенциала. В эксперименте анализатор располагался на расстоянии около 25 см от точки фокуса со стороны малых концентраций (рис. 1*a*). На рис. 3*a* приведены осциллограммы импульсов тока анализатора при задерживающем потенциале  $U_a = -50$  В для различной мощности подводимых СВЧ-импульсов. Видно, что форма им-

пульсов тока меняется сложным образом в зависимости от мощности СВЧ-импульсов. С увеличением мощности максимум тока смещается к началу импульса.

Импульс тока изменяется также и при различных задерживающих потенциалах при фиксированной мощности, как это продемонстрировано на рис. 3*b* для импульса мощностью  $P = 50$  Вт. Наличие тока электронов при задерживающих потенциалах порядка 1000 В указывает на то, что в результате взаимодействия СВЧ-импульса с плазмой образуются электроны с энергией, значительно превышающей энергию электронов  $T_e$  исходной плазмы.

Вольт-амперные характеристики анализатора заряженных частиц, построенные в полулогарифмическом масштабе (рис. 4), имеют близкие к линейным участки при энергиях  $W \gg T_e$ , на которых энергия электронов может характеризоваться эффективной температурой  $T_h$ . Эффективная температура  $T_h$  зависит от времени и мощности импульса. На рис. 4*a* представлены вольт-амперные характеристики в различные моменты времени от начала импульса при мощности  $P = 50$  Вт. Видно, что к концу импульса ( $t > 0.2$  мкс) характеристика приближается к линейному виду (сплошная линия). Соответствующая этой прямой эффективная температура  $T_h$  будет равна 385 эВ. В то же время в первой половине импульса характеристики отклоняются от прямой линии, так как наблюдается недостаток электронов с энергиями более 500–600 эВ.

Изменение вольт-амперной характеристики при изменении мощности продемонстрировано на рис. 4*b*. Все эти характеристики построены для одного и того же момента времени от начала импульса, которое составляет около 0.2 мкс. Штриховыми линиями представлены экспоненциальные зависимости (4) для соответствующих эффективных температур  $T_h$ . Можно заметить, что при мощностях 5–25 Вт наблюдается ограничение в генерации электронов с энергиями более 400 эВ.

Зависимости тока ускоренных электронов при задерживающих потенциалах  $U_a = 0$  и  $-400$  В от мощности СВЧ-импульса представлены на рис. 5*a*. Сплошной линией показана зависимость  $P^{0.6}$ . Видно, что отклонение от этой зависимости наблюдается при больших и малых мощностях. При мощности  $P \sim 5$  кВт уменьшение тока связано с тем, что ионизационные процессы начинаются рано и условия распространения плазменной волны изменяются уже через 200 нс. Уменьшение тока при  $P < 10$  Вт для обоих значений задерживающего потенциала, по-видимому, связано с приближе-

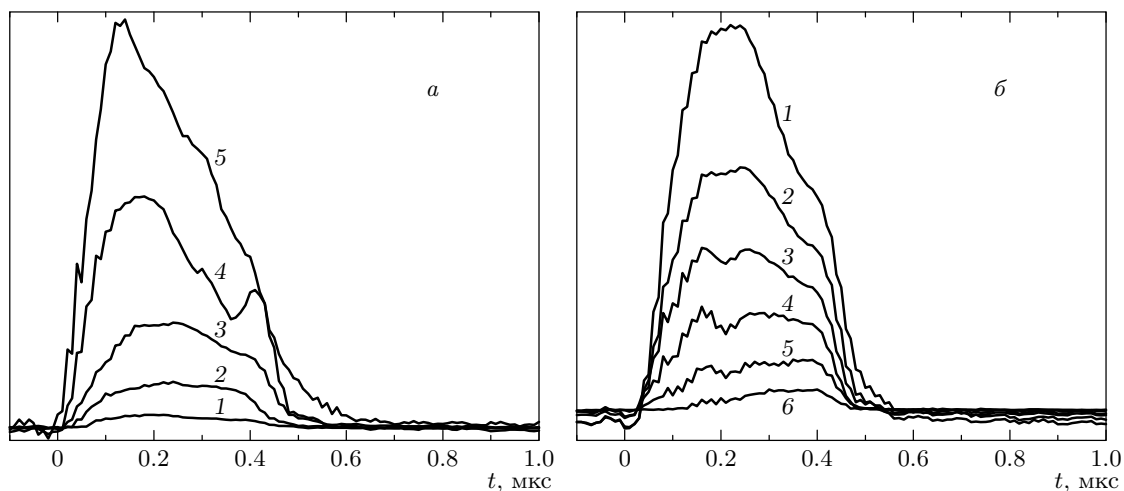


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока анализатора заряженных частиц при различных мощностях накачки (а):  $P = 5$  (1), 16 (2), 50 (3), 160 (4), 500 (5) Вт,  $U_a = -50$  В и при различном задерживающем потенциале (б):  $U_a = 0$  (1), -50 (2), -200 (3), -500 (4), -700 (5), -1200 (6) В,  $P = 50$  Вт

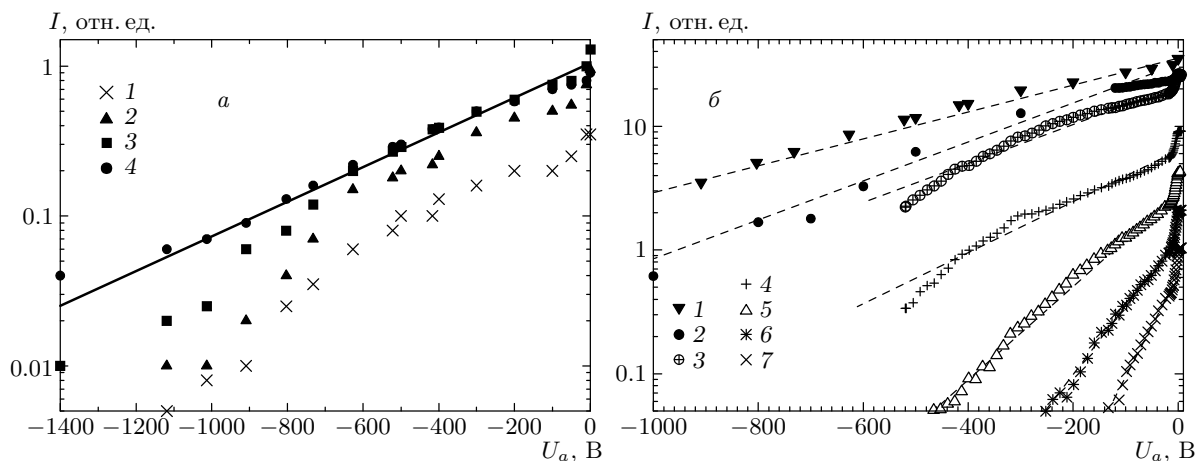


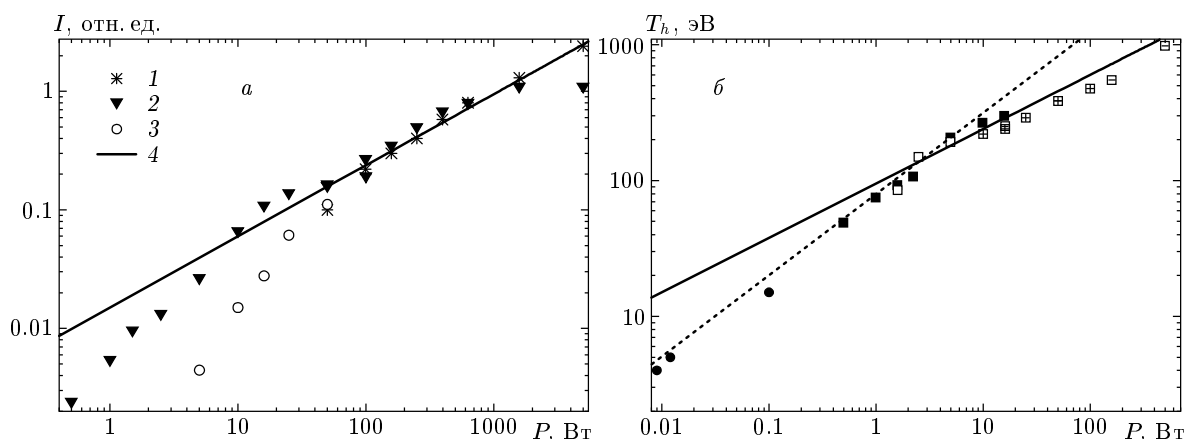
Рис. 4. Вольт-амперные характеристики анализатора заряженных частиц в различные моменты времени в течение импульса (а): 0.05 (1), 0.1 (2), 0.15 (3), 0.35 (4) мкс, и при различных мощностях импульса (б):  $P = 50$  (1), 25 (2), 16 (3), 5 (4), 2.5 (5), 1 (6), 0.5 (7) Вт

нием к порогу опрокидывания. При  $U_a = -400$  В этот эффект выражен резко, что можно объяснить малым набором энергии при опрокидывании волны небольшой мощности, приводящем к обрезанию вольт-амперных характеристик (рис. 4б) при энергиях более 500–600 эВ. При мощности порядка нескольких милливольт ток высокоэнергетичных электронов не регистрируется.

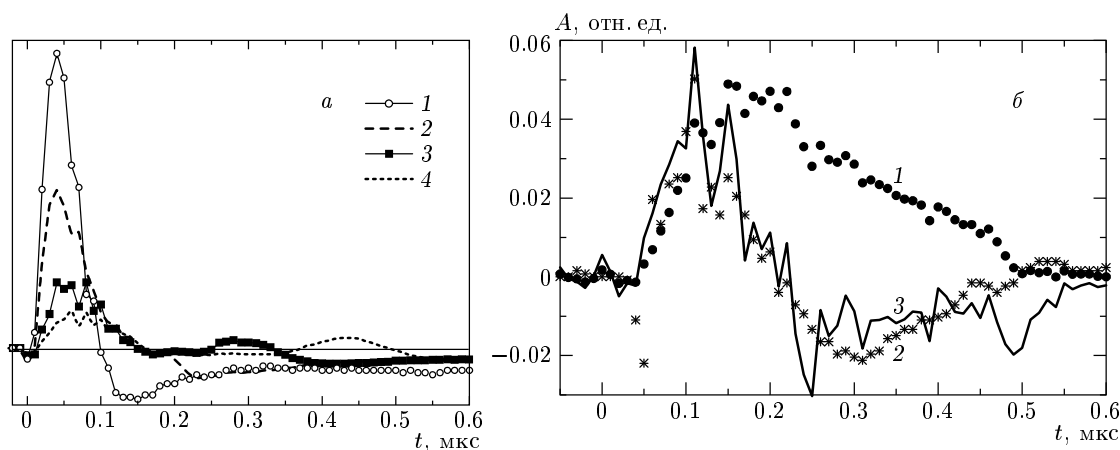
Зависимость температуры ускоренных электронов  $T_h$  от мощности волны накачки представлена на рис. 5б. До мощности  $P \sim 1-2$  Вт температура ускоренных электронов  $T_h$  увеличивается как

$P^{0.6}$  (пунктирная линия на рис. 5б). Затем скорость роста температуры уменьшается. При этом зависимость эффективной температуры от мощности накачки близка к зависимости  $P^{0.4}$ , которая представлена на рис. 5б сплошной линией.

Посмотрим на поведение сигнала с пояса Роговского в зависимости от мощности СВЧ-импульса (рис. 6а). Пояс Роговского располагался между анализатором заряженных частиц и областью фокуса (рис. 1а) на расстоянии порядка 5 см от анализатора. Сплошной линией на рис. 6а, параллельной оси абсцисс, показан нулевой уровень сигнала. На



**Рис. 5.** *a* — Зависимость тока ускоренных электронов от мощности СВЧ-импульса: данные измерения поясом Роговского (1), данные измерения анализатором частиц при  $U_a = 0$  (2),  $-400$  (3) В, 4 — зависимость  $I \propto P^{0.6}$ . *б* — Зависимость эффективной температуры ускоренных электронов от мощности СВЧ-импульса: символы — экспериментальные данные, сплошная линия — зависимость  $T_h \propto P^{0.4}$ , пунктирная —  $T_h \propto P^{0.6}$



**Рис. 6.** *a* — Осциллограммы сигнала пояса Роговского при различных мощностях СВЧ-импульса:  $P = 5000$  (1),  $1600$  (2),  $400$  (3),  $150$  (4) Вт. *б* — Осциллограммы тока сигнала пояса Роговского (1) и анализатора частиц (2) при  $P = 50$  Вт, 3 — расчет

представленных осциллограммах можно видеть два максимума над этим нулевым уровнем. Первый максимум имеет полуширину 0.15 мкс при  $P \sim 50$  Вт и сужается приблизительно до 0.8 мкс при 5 кВт. Как можно видеть, фронт импульса с пояса Роговского при мощности несколько киловатт значительно более резкий, чем фронты падающего СВЧ-импульса (40 нс) и импульса тока анализатора заряженных частиц (100 нс). Второй максимум имеет меньшую величину, но его положение зависит от подводимой мощности: при  $P = 5$  кВт он практически сливается с первым максимумом, а при  $P < 160$  Вт смещается к концу импульса. Первый максимум сигнала

пояса Роговского образован электронами, ускоренными при опрокидывании волны на исходном профиле плотности плазмы, второй же имеет место после значительной ионизационной деформации профиля, в результате которой происходит образование плазменного волноводного канала. Ионизационная динамика плазмы при воздействии СВЧ-импульса требует отдельного рассмотрения.

Рассмотрим более подробно, каким образом сформирован сигнал пояса Роговского. На рис. 6*б* приведены осциллограммы импульсов тока анализатора заряженных частиц (2) и сигнала с пояса Роговского (1). Наблюдается значительное

различие формы этих импульсов. Видно, что при временах меньших 100 нс сигнал пояса Роговского воспроизводит форму фронта нарастания тока анализатора быстрых частиц. При больших же временах он, скорее, пропорционален производной импульса тока анализатора. Такое поведение связано с недостаточно большим значением постоянной времени пояса  $\tau = 40$  нс, что подтверждается пересчетом сигнала пояса Роговского по электро-технической формуле

$$F_{out}(t) = \int_0^t f'_{in}(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt',$$

где  $f'_{in}(t)$  — производная функции входного тока, который охватывается поясом Роговского,  $F_{out}$  — выходной сигнал с пояса,  $\tau$  — постоянная времени пояса. Результаты расчета по этой формуле при использовании в качестве  $f_{in}(t)$  импульса тока анализатора представлены на рис. 6б (сплошная кривая). Как показывают расчеты, для того чтобы пояс Роговского удовлетворительно воспроизводил весь импульс тока, его постоянная времени должна была бы быть на порядок величины большей. Тем не менее использовавшийся пояс Роговского, по-видимому, правильно отражает поведение тока при временах менее 100 нс. Он особенно полезен при больших мощностях (порядка киловатт), когда времена нарастания тока малы настолько, что анализатор заряженных частиц не разрешает их из-за своей большей инерционности.

На рис. 5а (звездочки) представлена зависимость максимальной величины первого максимума тока пояса от мощности СВЧ-импульса. На участке изменения мощности от 50 Вт до 5 кВт эта зависимость хорошо соответствует зависимости тока анализатора заряженных частиц от мощности и зависимости  $P^{0.6}$ , следующей из оценок по модели опрокидывания, приведенных выше.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как следует из представленных экспериментальных данных, при воздействии СВЧ-импульса в окрестности фокуса образуются ускоренные электроны, эффективная энергия  $T_h$  которых зависит от мощности импульса. Ускорение электронов происходит в результате затухания волны, которое, как отмечено выше, с ростом поля плазменной волны увеличивается и переходит в нелинейный режим. Затухание достигает наибольших значений при опрокидывании волны, когда она захватывает электро-

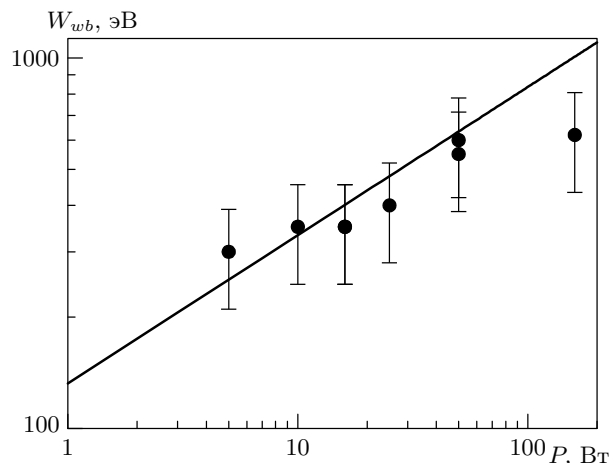


Рис. 7. Зависимость предельной энергии ускоренных электронов при опрокидывании волны от мощности накачки: точки — экспериментальные данные, сплошная линия — расчет

ны,двигающиеся со скоростями, меньшими тепловой. Оценки в соответствии с формулой (5) показывают, что опрокидывание волны должно наступать при мощности порядка 1 Вт. Если посмотреть на экспериментальную зависимость  $T_h(P)$  на рис. 5б, то именно при мощности, составляющей единицы ватт, можно видеть резкое изменение ее наклона, что может свидетельствовать об изменении характера ускорения электронов, а именно, начале процесса опрокидывания волны. Из теоретического рассмотрения (формула (8)) следует, что ток ускоренных электронов при захвате зависит от мощности импульса как  $P^{0.6}$ . Это подтверждается экспериментально измеренной зависимостью тока ускоренных электронов от мощности СВЧ-импульса, представленной на рис. 5а.

Максимальная энергия электронов, ускоренных в результате опрокидывания волны, может быть оценена с помощью формулы (6). Так, для  $P = 50$  Вт получим  $W_{wb} \approx 630$  эВ. Эта величина соответствует величине задерживающего потенциала порядка 600 В, при котором вольт-амперная характеристика анализатора начинает резко убывать при увеличении задерживающего потенциала (рис. 4а). Это свидетельствует о недостатке электронов с энергиями более 600 эВ. Максимальная энергия  $W_{wb}$  ускоренных электронов, определенная из вольт-амперных характеристик и рассчитанная по формуле (6) при различной мощности, представлена на рис. 7. Наблюдается удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных данных не только в



зависимости от мощности, но и в абсолютной величине.

Число ускоренных электронов, вылетающих из области фокуса, может составлять заметную долю от концентрации электронов в фокусе ( $n_c \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  для  $f_0 = 2840 \text{ МГц}$ ). Оценку ее можно получить, используя величину тока ускоренных электронов, которую регистрирует анализатор заряженных частиц (рис. 4б). Так, при мощности импульса  $P = 50 \text{ Вт}$  ток ускоренных электронов при задерживающем потенциале  $-50 \text{ В}$  составляет примерно  $20 \text{ мА}$ . При этом их эффективная температура имеет значение  $T_h \sim 385 \text{ эВ}$ . Ток электронов можно определить как  $I = \bar{n}_h S e \langle v \rangle$ , где  $\bar{n}_h$  — средняя концентрация электронов по площади  $S \approx 0.07 \text{ см}^2$  входного отверстия анализатора,  $\langle v \rangle = \sqrt{2T_h/m_e}$  — средняя скорость электронов, соответствующая их эффективной энергии  $T_h$ . Тогда для средней концентрации ускоренных электронов будем иметь  $\bar{n}_h \approx 1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

В действительности сечение потока ускоренных электронов меньше, чем диаметр входного отверстия анализатора. Ускоренные электроны вызывают значительное увеличение интенсивности оптического излучения плазмы, поперечный размер распределения которого, по-видимому, и соответствует поперечному размеру потока электронов. Оцененная таким образом площадь поперечного сечения потока ускоренных электронов оказалась равной  $S' \approx 0.02 \text{ см}^2$ . Тогда максимальную величину концентрации ускоренных электронов, достигших анализатора, можно определить как  $n_h = \bar{n}_h S/S' \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, имеем  $n_h/n_c \sim 0.05$ . Расчет по формуле (7) для мощности  $P_0 = 50 \text{ Вт}$  и  $b = 0.4 \text{ см}$  дает  $n_h/n_c \approx 0.1$ . С учетом потерь электронов при распространении их от области фокуса к анализатору ( $\sim 25 \text{ см}$ ), как видим, наблюдается удовлетворительное соответствие в полученных оценках. При больших мощностях  $P = 5000 \text{ Вт}$ , как показывают оценки, аналогичные проделанным для  $P = 50 \text{ Вт}$ , доля ускоренных электронов возрастает на порядок и их концентрация оказывается сравнима с концентрацией электронов в области резонанса  $n_h/n_c \sim 0.5$ .

Энергия ускоренных электронов намного превышает энергию ионизации атомов аргона,  $I_i = 15.76 \text{ эВ}$ . Ускоренные электроны теряют свою энергию при столкновениях с атомами аргона, ионизируя и возбуждая их, что приводит к увеличению концентрации электронов. Вновь образовавшиеся электроны, по-видимому, имеют низкие энергии, о чем свидетельствует наличие

на вольт-амперных характеристиках (рис. 4б) участков резкого падения тока вблизи нулевого задерживающего потенциала. Рост концентрации в фокусе, в свою очередь, вызывает изменение условий распространения и поглощения косой ленгмюровской волны в окрестности фокуса и смещение фокуса в сторону убывания концентрации. Это, по-видимому, является причиной последующего уменьшения генерации ускоренных электронов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заметим в заключение, что в описанных в статье модельных экспериментах исследована динамика ускорения электронов при опрокидывании мощной плазменной волны в окрестности резонанса на плазменной частоте (фокуса) в неоднородной замагниченной плазме. Экспериментально определен порог опрокидывания и показано его соответствие теоретически ожидаемому значению. Продемонстрировано хорошее соответствие полученных экспериментальных зависимостей тока и энергии быстрых электронов от мощности падающей волны в различные моменты времени теоретическим оценкам. Показано, что при значительном превышении порога опрокидывания до  $50\%$  электронов в плазменном резонансе захватываются и ускоряются волной. Полученное хорошее соответствие данных эксперимента простой теоретической модели одномерного опрокидывания потенциальной волны позволяет уверенно говорить о существовании в плазме в результате разделения зарядов под действием ponderomotorной силы потенциала масштаба нескольких тысяч вольт и планировать модельные эксперименты по наблюдению ускоренных ионов соответствующих энергий.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ, РФФИ (гранты №№ Ф02Р-092, 02-02-81033 Bel 2002\_a) и INTAS (грант № AS-01-0233).

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Буланов, Л. М. Коврижных, Физика плазмы **1**, 1016 (1975).
2. Л. М. Коврижных, А. С. Сахаров, Труды ИОФАН **16**, 80 (1988).

3. C. G. Durfee III and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. **71**, 2409 (1993).
4. H. Ito, Y. Nishida, and N. Yugami, Phys. Rev. Lett. **76**, 4540 (1996).
5. М. П. Брижинеv, А. Л. Вихарев, Г. Ю. Голубятников и др., ЖЭТФ **71**, 242 (1990).
6. A. L. Vikharev, J. Techn. Phys. (Poland) **XLI**, 485 (2000).
7. H. Ito, T. Fuji, N. Handa et al., in *Proc. IV Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas»*, Nizhny Novgorod (1999), p. 550.
8. P. Mora, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, A31 (2001).
9. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, И. А. Романчук, Л. В. Симончик, Физика плазмы **7**, 396 (1981).
10. В. И. Архипенко, В. Н. Будников, Е. З. Гусаков и др., Физика плазмы **13**, 693 (1987).