04; 10

РАЗВИТИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В ПЛАЗМУ

П. В. Веденин

В одномерном приближении исследованы особенности развития резонансной пучковой неустойчивости, возбуждаемой в плазме электронным сгустком с пологими фронтами. Аналитически и численно изучена динамика продольного электрического поля, исследовано влияние формы сгустка на развитие процесса. Оценены энергопотери сгустка, найдено их пространственное распределение.

1. В связи с предложенными в последнее время многочисленными применениями релятивистских электронных сгустков [1, 2] возникает необходимость исследования их устойчивости, в частности, относительно раскачки плазменных колебаний. Развитие резонансной пучковой неустойчивости в рамках задачи стационарной инжекции изучено достаточно полно, однако, если вносимыми фронтом пучка возмущениями пренебрегать нельзя (нестационарная инжекция), в динамике неустойчивости, как показано в [3-5], появляется ряд особенностей. Естественно ожидать, что картина усложнится (это подтверждает и анализ численных расчетов [6-9]) в случае инжекции в плазму электронного сгустка произвольной формы. Насколько известно автору, аналитическое описание коллективных процессов, сопровождающих транспортировку такого сгустка, пока отсутствует (в [10] описана динамика сгустка с резкими фронтами на начальной стадии, предшествующей пересечению траекторий).

В данной работе аналитически в одномерном приближении рассмотрено развитие резонансной пучковой неустойчивости, возбуждаемой в холодной бесстолкновительной плазме моноэнергетическим электронным сгустком произвольной формы с пологими фронтами (длительности фронтов больше периода плазменных колебаний), оценены энергопотери сгустка, найдено их пространственное распределение. Полученные результаты проверены с помощью численных расчетов.

2. Постановка задачи та же, что и в [3, 4], а именно: в момент времени $t=0$ в плоскости $z=0$ начинается инжекция электронов в полупространство $z>0$, заполненное холодной однородной плазмой. В плоскости инжекции задана плотность пучкового тока $j_{b0}(t)=ev_0n_{b0}(t)$ ($v_0=\mathrm{const}$, $n_{b0}(t)\ll n_p$, n_p — равновесная концентрация плазмы). Для рассматриваемых быстропеременных процессов возмущением ионов можно пренебречь. Электроны замагничены сильным продольным магнитным полем. В этом случае задачу можно рассматривать в одномерном приближении, если $(\omega_p a/v_0\gamma_0)^2\gg 1$ [3], где a — характерный поперечный размер системы, $\gamma_0^{-2}=1-\beta_0^2$, $\beta_0=v_0/c$. Условие линейности плазмы будет получено ниже.

Под сгустком с пологими фронтами подразумевается импульс тока, плотность которого имеет вид

$$j_{b0}(t')=ev_0n_{bm}\begin{cases}\rho(\alpha t') & 0\leqslant t'\leqslant t_{\text{и}},\\ 0 & t'<0,\ t'>t_{\text{и}},\end{cases}$$

где $t'=t-(z/v_0)$; $n_{bm}=\max\{n_{b0}(t')\}$; $\alpha=(\omega_p t_0)^{-1}$; $t_0=t_и/k$; k — число, зависящее от формы: например, для $\rho=\sin(\pi(t'/t_и))$ $k=\pi$; функция $\rho(\alpha t')$ не имеет разрывов производной любого порядка.

Прежде чем приступить к рассмотрению самосогласованной задачи, обсудим спектр колебаний, возбуждаемых «заданным» (недеформируемым) сгустком с пологими фронтами в холодной бесстолкновительной плазме. Из уравнения Максвелла и линеаризованного уравнения движения для электронов плазмы получаем неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами, частное решение (колебания, возбуждаемые фронтом) которого имеет вид

$$E_z(\tau)=E_0\int_0^\tau d\mu\,\frac{d\rho(\alpha\mu)}{d\mu}\sin(\tau-\mu), \qquad (1)$$

где $E_0=(4\pi\,|\,e\,|\,v_0 n_{bm})/\omega_p$, $\tau=\omega_p t'$.

Интегрируя (1) по частям с использованием малости параметра α, легко найти, что возбуждаемое продольное поле представляет собой суперпозицию низкочастотного $\bar{E}(\tau)\simeq E_0(d\rho(\alpha\tau)/d\tau)$ и высокочастотного $\tilde{E}(\tau)\simeq-E_0(d\rho(\alpha\tau)/d\tau)_{\tau=0}\cos\tau$ членов, к исследованию динамики которых мы и переходим.

Для учета обратного воздействия поля на сгусток необходимо к упомянутым двум уравнениям подключить линеаризованные уравнения движения и непрерывности для электронов сгустка, ввести переменную $\xi=(\omega_b z)/v_0$ $(\omega_b^2=(4\pi e^2 n_{bm})/(m\gamma_0^3))$, произвести преобразование Лапласа по ξ и, решив уравнение для Лаплас-образа поля $E_q(\tau)$, перейти к функции-оригиналу $E_z(\tau,\xi)$. Опуская вывод, подробно описанный в [3], сразу запишем следующее уравнение для $E_q(\tau)$:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2}+\frac{1}{\alpha^2\Omega}\right)V_q(\tau)=\frac{h(x)}{\alpha}, \qquad (2)$$

где

$$x=\alpha\tau=\frac{t'}{t_0},\quad 0\leqslant x\leqslant k,\quad \Omega=1+\frac{\rho(x)}{q^2},\quad V_q(\tau)=\frac{\Omega E_q}{E_0},\quad h(x)=\frac{1}{q}\frac{d\rho(x)}{dx}.$$

В случае сгустка с пологими фронтами ($\alpha\ll 1$) уравнение решается методом ВКБ. Переход к функции-оригиналу осуществляется с помощью метода перевала аналогично тому, как это сделано в [3]. Опустив громоздкие преобразования, запишем сразу выражение для продольного электрического поля. Если $\rho^{(1)}(0)=\rho^{(2)}(0)=\ldots=\rho^{(2n)}(0)=0$, то оно имеет вид

$$E_z(\tau,\xi)=E_0\left[F(\tau,\xi)+(-1)^{n+1}\alpha^{2n+1}\rho^{(2n+1)}(0)\exp\left(\sqrt{3}\,\varkappa\right)\cos\Phi\frac{1}{\sqrt{8\pi\varkappa}}\right], \qquad (3а)$$

где $F(\tau,\xi)$ — низкочастотный член (его роль будет выяснена позже), $F(\tau,0)=(d\rho)/(d\tau)$, $\varkappa=(3/4)\left[\xi^2(\varphi(x)/\alpha)\right]^{1/3}$, $\varphi(x)=\int_0^x dx'\rho(x')$, $\Phi=\tau-\varkappa+(\pi/12)$.

В случае $\rho^{(1)}(0)=\rho^{(2)}(0)=\ldots=\rho^{(2n+2)}(0)=0$

$$E_z(\tau,\xi)=E_0\left[F(\tau,\xi)+(-1)^{n}\alpha^{2n+2}\rho^{(2n+2)}(0)\exp\left(\sqrt{3}\,\varkappa\right)\sin\Phi\frac{1}{\sqrt{8\pi\varkappa}}\right]. \qquad (3б)$$

Из соотношений (3а), (3б), которые верны в области значений

$$\left[\frac{\varphi(x)}{\alpha}\right]^{-1/3}\ll\xi^{2/3}\ll\left[\frac{\varphi(x)}{\alpha}\right]^{2/3}\frac{1}{\rho(x)}, \qquad (4)$$

следует, что нарастают осцилляции на плазменной частоте, т. е. развивается резонансная пучковая неустойчивость, несмотря на пологость переднего фронта. Подчеркнем особо, что полученные формулы применимы и в случае инжекции пучка произвольной формы с плотностью, представимой в виде ряда Фурье с ограниченным числом членов и номером M максимальной гармоники, удовлетворяющим условию $M\ll(\omega_p T_0)/(2\pi)$ (T_0 — период функции $n_{b0}(t')$).

Однако везде в дальнейшем будем рассматривать симметричные сгустки, плотность которых имеет единственный максимум в центре при $x=k/2 \sim 1$.

3. Исследование динамики резонансной пучковой неустойчивости начнем с поиска сечения $x_m(t)$, в котором функция $\varkappa$ максимальна в фиксированный момент времени. Соответствующее уравнение имеет вид

$$(\theta - x_m)\rho(x_m) = 2\varphi(x_m), \tag{5}$$

где $\theta = t/t_0$.

С помощью (5) и (4) нетрудно убедиться, что неустойчивость начинает развиваться на переднем фронте ($x_m < 1$) сгустка, если

$$\Gamma_0 t_0 \gg 1, \tag{6}$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{\sqrt{3}\,\omega_p}{2\gamma_0}\left(\frac{n_{bm}}{2n_p}\right)^{1/3},$$

а на заднем — при выполнении обратного неравенства. В случае инжекции длинного ($\Gamma_0 t_0 \gg 1$) сгустка на малых временах, пока он еще не полностью вышел из плоскости $z=0$, максимум амплитуды достигается в сечении $x_m=\theta/2$ или $z_m=(v_0 t)/2$ (для РЭП с резким фронтом $z_m=(2/3)\,v_0 t$). Амплитуда поля в этом сечении пропорциональна $\exp\{\Gamma_0 t\,[(t/t_0\,\rho'(0)]^{1/3}(3/2^{7/3})\}$ (для РЭП с резким фронтом амплитуда пропорциональна $\exp(\Gamma_0 t)$).

Возбуждаемое поле квазимонохроматично, поэтому насыщение неустойчивости должно происходить в результате захвата пучковых частиц в потенциальные ямы волны. Для оценки амплитуды насыщения удобно волну разбить на цуги — участки, на которых фаза колебаний Φ меняется на 2π, и считать, что для выделенного цуга, который будем называть цугом x, величина фазовой скорости

$$v_\phi(x, \xi) \simeq v_0\left(1 + \frac{q\omega_b}{\omega_p}\right)^{-1/2},$$

где $q=[\varphi(x)/\alpha\xi]^{1/3}$, зависит только от координаты ξ. Поле цуга группирует соответствующие частицы в тормозящей фазе, в результате чего нарастает с увеличением расстояния от плоскости $z=0$. Применяя известные представления [11] о насыщении неустойчивости в результате захвата пучковых частиц в потенциальные ямы к фиксированному цугу x и считая, что движение захваченных частиц в системе отсчета этого цуга нерелятивистское (в этом случае справедливо неравенство $\beta_0^2\gamma_0^2\,[1-(v_\phi/v_0)] \ll 1$), получим следующее оценочное выражение для амплитуды насыщения:

$$E_з(x, \xi_з) \sim E_0 q^2(x, \xi_з)\left(1 + \frac{q\omega_b}{\omega_p}\right)^{-1/2}, \tag{7}$$

где $\xi_з = \xi_з(x)$ — расстояние, на котором начинается захват частиц цуга x.

Из условия линейности плазмы $\partial v_p/\partial t \gg v_p\,(\partial v_p/\partial z)$ (v_p — скорость движения электронов плазмы) следует неравенство

$$\left(\frac{q\omega_b}{\omega_p}\right)^2 \ll \gamma_0^{-3} < 1. \tag{8}$$

Приравняв друг другу амплитуды высокочастотной составляющей поля (см. (3)) и насыщения $E_з(x, \xi_з)$, придем к уравнению, из которого с учетом неравенств (4), (8), $\alpha \ll 1$ следует, что

$$\xi_з(x) \simeq \sqrt{\frac{\alpha}{\varphi(x)}}\left[(2+n)\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right)\right]^{3/2}. \tag{9}$$

После подстановки (9) в выражение для q последнее примет вид

$$q(x) = \sqrt{\frac{\varphi(x)}{\alpha(n+2)\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right)}}. \tag{10}$$

Максимальная амплитуда насыщения достигается, как нетрудно убедиться, с помощью (7), (10) на конце сгустка при $x \simeq k$. Попутно отметим, что, воспользовавшись соотношением (9), можно найти и время $t_з(x)$ начала насыщения на цуге x. Оно определяется из выражения

$$t_з(x) = t_и \frac{x}{k} + \frac{\xi_з(x)}{\omega_b}. \tag{11}$$

Теперь, объединив результаты исследования линейной и нелинейной стадий неустойчивости, воспроизведем полную картину (на качественном уровне) развития резонансной пучковой неустойчивости. На линейной стадии амплитуда поля имеет максимум в сечении $x_m(t)$. Стадия насыщения начинается в момент $t_н = t_з(x_н)$ на цуге $x_н$. При $t > t_н$ прекращается рост амплитуды поля в области $x_1(t) \leqslant x_н \leqslant x_2(t)$, причем $E_з(x_1) < E_з(x_2)$. Процесс насыщения продолжается до момента времени

$$t_{зm} = t_н + \frac{\xi_з(k)}{\omega_b}, \tag{12}$$

когда захватываются последние частицы на конце сгустка. Для определения сечения $x_н$ нужно решить уравнение

$$\left.\frac{dt_з(x)}{dx}\right|_{x=x_н} = 0.$$

Из приведенного рассуждения следует, что процессы насыщения неустойчивости в рамках задач стационарной и нестационарной инжекции сильно различаются.

Завершая аналитическое исследование динамики резонансной пучковой неустойчивости, перепишем неравенства (8) и $\beta_0^2\gamma_0^2(1 - v_ф/v_0) \ll 1$ с учетом (10) соответственно в виде

$$S_n \ll \beta_0^2\sqrt{\gamma_0};\ 1, \tag{13}$$

где

$$S_n = \beta_0^2 \sqrt{\frac{n_{bm}\gamma_0\varphi(k)}{n_p a (2+n)\ln\left(\frac{1}{a}\right)}}.$$

4. Численное моделирование одномерной динамики сгустка и возбуждаемого поля проводилось на основе решения системы уравнений, связывающей продольное электрическое поле, плазменный ток и ток пучка, который моделировался крупными частицами треугольной формы. Число частиц на длине волны резонансных колебаний было не менее 25. Система уравнений решалась с помощью апробированной [5] разностной схемы, а правильность счета контролировалась с помощью закона сохранения энергии.

Численное моделирование проводилось для формы импульса РЭП вида

$$\rho(t') = \sin^n\left(\pi\frac{t'}{t_и}\right), \tag{14}$$

где $n = 1, 2, \ldots, N$; $aN < 1$.

Везде в дальнейшем, если не оговорено особо, предполагается, что $n_{bm}/n_p = 10^{-2}$, $\beta_0 = 1/2$, $n = 1$.

На рис. 1 показаны распределения продольного электрического поля

$$E^*(z^*)\left(E^* = \frac{eE_z}{mc\omega_p},\quad z^* = \frac{\omega_p z}{c}\right)$$

и плотности сгустка $n_b^*(z^*)$ $(n_b^* = n_b/n_p)$ длительности $t_и^* = 20\,\pi$ в различные моменты времени $t^* = \omega_p t$. До момента $t_н^* \simeq 70$ $(t_н^{*A} \simeq 60)$ (величины, полученные из оценок, помечены индексом A) неустойчивость развивается в соответствии с предсказаниями линейной теории (рис. 1, *а*, *б*), а именно длина волны возбуждаемых колебаний равна $\lambda^* \simeq 3$, что с хорошей точностью соответствует длине волны резонансных плазменных колебаний $\lambda^{*A} = 2\pi\beta_0$, а максимум амплитуды находится в $z_m^* \simeq 0.5\ \beta_0 t^*$. При $t^*=t_н^*$ в сечении $x_н \simeq 0.5\ \pi$ ($x_н^A \simeq 0.4\ \pi$) начинается захват электронов. Максимальная амплитуда $E_{зm}^* \simeq 0.045$ ($E_{зm}^{*A} \simeq 0.04$) достигается к моменту времени $t_{зm}^* \simeq 90$ ($t_{зm}^{*A} \simeq 80$) в $z_{зm}^* \simeq z_{зm}^{*A} \simeq 10$. Штриховой кривой обозначена скорректированная на основании численных расчетов (в формулу (7) необходимо ввести множитель 1.7) зависимость амплитуды насыщения. Совпадение $E_з^{*A}(x)$ с расчетными значениями наблюдается только при $t^* \simeq t_з^*(x)$, когда захватываются частицы цуга x. После этого амплитуда поля теряет регулярность и уменьшается. Исследование фазовых портретов показало, что захваченные частицы успевают совершить лишь одно баунс-колебание и ока-

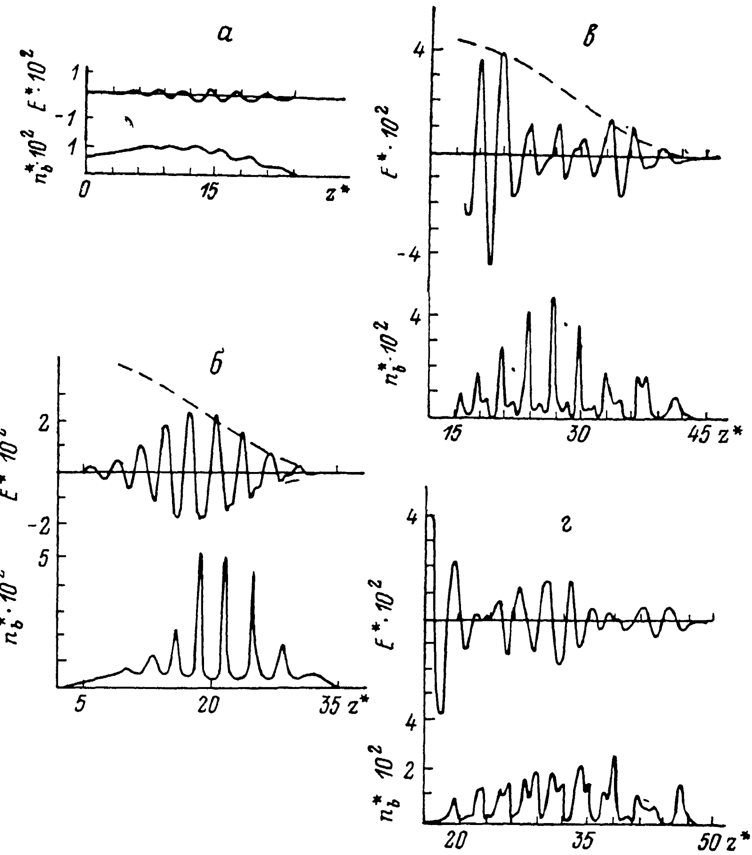

Рис. 1. Динамика поля $E^*(t^*, z^*)$ и концентрации $n_b^*(t^*, z^*)$ электронов сгустка длительности $t_и^*=20\ \pi$.

Штриховые кривые — аналитическая зависимость амплитуды насыщения, $t^*=50$ (*а*), 70 (*б*), 90 (*в*), 100 (*г*).

зываются рассыпанными на фазовой плоскости. Потеря регулярности амплитуды поля и быстрое разрушение баунс-колебаний связаны с немонохроматичностью возбуждаемого поля [12]. По мере дальнейшего продвижения импульса РЭП его длина возрастает и к моменту $t^* \simeq 300$ увеличивается втрое.

Исследуем влияние формы сгустка на динамику поля. Из (3) видно, что с увеличением номера n первой отличной от нуля производной функции $\rho(x)$ при $x=0$ роль высокочастотной составляющей поля уменьшается, а низкочастотной увеличивается. Сейчас на примере инжекции сгустка длительности $t_и^*=6\pi$ мы увидим их конкуренцию. Не приводя соответствующих рисунков (они аналогичны рис. 1), коснемся особенностей динамики сгустка с $n=1$ (см. (14)). На линейной стадии максимум амплитуды расположен ближе к заднему фронту ($\Gamma_0 t_0 < 1$). Плотность сгустка возрастает в двух местах — происходит банчировка. Вначале полностью группируется задний банч. Визуально влияние низкочастотного поля на динамику сгустка отсутствует. Иная ситуация возникает в случае $n=2$ (рис. 2). Вместо группировки частиц в два банча идет процесс «схлопывания» сгустка вблизи его середины (термин «схлопывание» заимствован из работы [13], в которой помимо филаментации изучалась продольная динамика сгустка в низкочастотном поле). Однако, как нетрудно заметить, на заднем фронте развивается также резонансная пучковая неустойчивость. В соответствии с предсказанием аналитической теории величина $E_з^*(x)$ уменьшается, а $z_з^*(x)$ увеличивается. Такая зависимость является следствием укорочения эффективной длительности сгустка $\tau_{эфф} = \int\limits_0^{\omega_p t_и} d\tau \sin^n \alpha\tau$ с ростом номера n. Расчеты, проведенные при $n=6$, показали, что динамика сгустка и поля мало отличаются от случая $n=2$ и резонансная пучковая неустойчивость все же проявляется на заднем фронте импульса РЭП.

5. Теперь, зная динамику неустойчивости и уточнив с помощью численных расчетов соотношения для $E_з(x)$, $\xi_з(x)$, $t_з(x)$, найдем энергопотери сгустка и их пространственное распределение.

Частицы, соответствующие фиксированному цугу x, отдают в основном энергию на временно́м интервале $0 \leqslant t \leqslant t_з(x)$ (захваченные частицы в среднем за период баунс-колебаний не обмениваются энергией с волной), поэтому можно ожидать заметного падения темпа энергопотерь при $t > t_{зm}$. Выражение для доли теряемой сгустком энергии имеет вид

$$\frac{W(t)}{W_0} = -\frac{v_0}{\omega_b \omega_p} \int\limits_0^{\omega_p t_и} d\tau \int\limits_0^{\xi(t,\tau)} d\xi\, \overline{j_b(\tau, \xi)\, E_z(\tau, \xi)}, \qquad (15)$$

где $W_0 = (mc^2 \gamma_0 n_{bm} v_0 t_0 \varphi(k))$ — начальная энергия сгустка. Черта сверху в подынтегральном выражении означает усреднение по периоду плазменных колебаний.

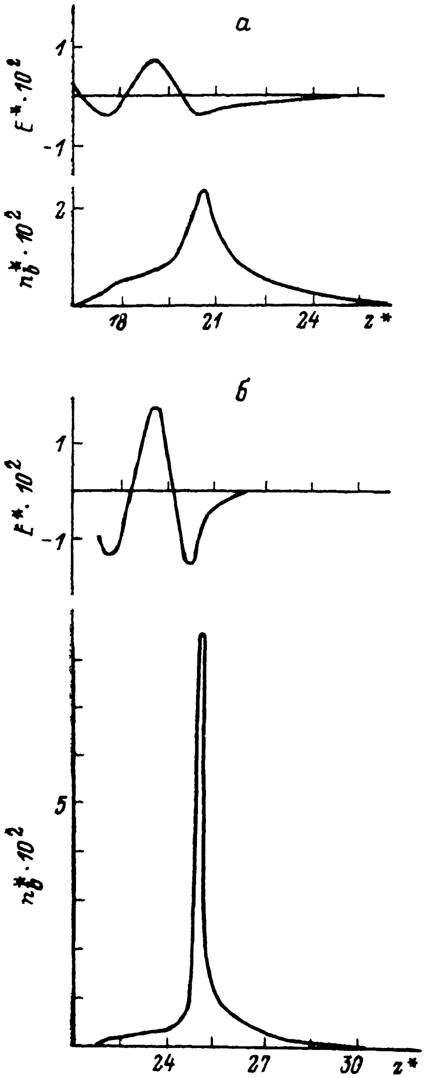

Рис. 2. Динамика поля $E^*(t^*, z^*)$ и концентрации $n_b^*(t^*, z^*)$ электронов сгустка длительности $t_и^* = 6\pi$ и формы $\rho = \sin^2(\pi(t/t_и))$.
$t^* = 50$ (*а*), 60 (*б*).

Соотношение (15) имеет наглядную физическую интерпретацию — это суммарная потеря энергии всеми цугами при удалении от плоскости $z=0$. Для определения энергопотерь сгустка к моменту времени $t_{зm}$ необходимо в качестве верхнего предела интегрирования по ξ подставить $\xi_з(x)$. Выражение для $S_b(\tau, \xi)$ находится с помощью уравнений непрерывности и движения для электронов пучка. Опустив несложные преобразования, запишем следующую формулу для энергопотерь к концу стадии насыщения:

$$\frac{\Delta W(t_{зm})}{W_0} \simeq 0.5 S_n \left(1 - \frac{3S_n}{4\beta_0^2 \gamma_0^2}\right). \qquad (16)$$

Из (16) ясно, что введенный ранее параметр S_n является аналогом силового параметра Судана, Тода [14].

На рис. 3 приведены полученные в результате численного моделирования зависимости доли теряемой сгустками различной длительности энергии от времени при $\beta_0=0.5$, $n_{bm}/n_p=10^{-2}$, $n=1$. Вертикальными рисками отмечены моменты времени $t^{*A}_{зm}$. Видно, что темп энергопотерь при $t > t_{зm}$ заметно падает. Наихудшее согласие между $t^*_{зm}$ и $t^{*A}_{зm}$ ($t^{*A}_{зm}/t^*_{зm}=2/3$) для $t^*_и=6\pi$ связано, по-видимому, с ограниченностью области применимости аналитической модели. Подробнее этот вопрос будет обсуждаться позднее.

Для сгустка длительности $t^*_и=6\pi$ стадия насыщения начинается практически одновременно для всех пугов, захваченные частицы колеблются когерентно, поэтому на рис. 3 наблюдается достаточно глубокий минимум при $t^*\simeq 90$. С ростом длительности стадия насыщения растягивается (например, для $t^*_и=80\pi$ $t^*_н\simeq 120$, а $t^*_{зm}\simeq 300$), в результате чего одни частицы еще отдают энергию, а другие уже отбирают. Из формулы (16) и из рис. 3 следует, что энергопотери к моменту окончания стадии насыщения слабо зависят от длительности сгустка.

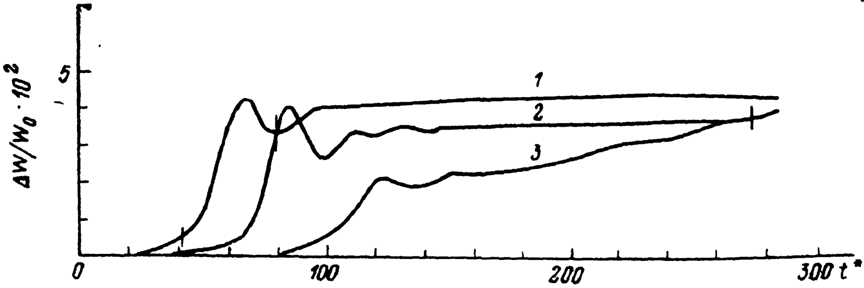

Рис. 3. Энергопотери $\Delta W/W_0$ сгустков различной длительности в зависимости от времени. $t^*_и = 6\pi$ (1), 20π (2), 80π (3).

6. При аналитическом исследовании динамики сгустка были использованы модели, предполагающие выполнение следующих неравенств: а) $\alpha \ll 1$, б) $S_n \ll 1$, в) $S_n \ll \sqrt{\gamma_0\beta_0^2}$. Условия а и б были проверены с помощью численных расчетов. Наилучшее согласие между

$$\frac{\Delta W\,(t^*_{зm})}{W_0} \quad \text{и} \quad \frac{\Delta W^A\,(t^*_{зm})}{W_0}\left(\frac{\Delta W\,(t^*_{зm})-\Delta W^A\,(t^*_{зm})}{\Delta W\,(t^*_{зm})}<0.2\right)$$

наблюдалось при $\alpha \leqslant 0.1$ и $S_1 \leqslant 0.1$. С ростом параметра S_1 (при увеличении γ_0) энергопотери растут, достигают максимума $\max\{\Delta W\,(S_1)/W_0\} \leqslant 0.15$ при $S_1\simeq 0.6$, а затем падают. Причина уменьшения эффективности потерь с ростом силового параметра известна [14] и заключается в различии эффективных масс ускоряемых и замедляемых волной электронов сгустка.

7. Завершая работу, коротко остановимся на основных результатах. Предложено аналитическое описание одномерной динамики пучковой неустойчивости, возбуждаемой в плазме передним фронтом электронного сгустка произвольной формы с пологими фронтами, вплоть до насыщения; показано, что резонансная пучковая неустойчивость развивается при произвольной форме сгустка; показано, что основная часть энергопотерь приходится на временной интервал $0 \leqslant t \leqslant t_{зm}$; получено оценочное выражение для потерь к моменту времени $t_{зm}$, когда захватываются последние частицы на конце сгустка; определена область параметров, в которой справедливо оценочное соотношение.

Список литературы

[1] Artificial Particle Beams in Space Plasma Studies // Ed. B. Grandal. New York, 1982.
[2] *Simpson J. D.* // Nucl. Instr. and. Meth. in Phys. Res. 1989. Vol. B40/41. P. 908—911.
[3] *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 2. С. 463—467.
[4] *Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В.* // Краткие сообщения по физике. 1978. С. 10. С. 23—26.
[5] *Веденин П. В., Рухлин В. Г., Тараканов В. П.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 10. № 1246—1249.
[6] *Кондратенко А. Н., Куклин В. М., Панченко И. В., Севидов С. М.* // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Плазменная электроника». Харьков, 1983. С. 40—42.
[7] *Shoucri M. M., Storey L. R. O.* // Phys. Fluids. 1986. Vol. 29. N 1. P. 262—269.

[8] *Okuda H., Horton R., Ono M., Ashour-Abdalla M.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 200—208.
[9] *Куклин В. М., Моисеев С. С., Панченко И. П.* Препринт ИКИ АН СССР. № 1314. М., 1987. 14 с.
[10] *Коваленко В. П., Пергаменщик В. М., Старков В. Н.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 417—424.
[11] *Ковтун А. И., Рухадзе А. А.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 5. С. 1709—1714.
[12] *Мациборко Н. Г., Онищенко И. Н., Файнберг Я. И.* и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 9. С. 874—881.
[13] *Альтеркоп Б. А., Жексембин С. Р., Рухлин В. Г., Тараканов В. П.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 10. С. 1240—1246.
[14] *Thode L. E., Sudan R. N.* // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. N 6. P. 732—735.

Московский радиотехнический
институт АН СССР

Поступило в Редакцию
2 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
21 февраля 1990 г.