

09; 10; 12

УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ НЕМОДУЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИНЖЕКТОРНОЙ СЕКЦИИ ЛУЭ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Н. И. Айзацкий

Приведены результаты теоретических исследований процесса ускорения немодулированного электронного пучка в инжекторной секции ЛУЭ с обратной связью. Изложена методика расчета характеристик стационарных режимов, описана динамика переходных процессов. Показано, что для режимов, имеющих на входе структуры значение стационарной амплитуды, близкое к тому, при котором начинается захват частиц в процесс ускорения, возникают автомодуляционные неустойчивости, приводящие к модуляции параметров пучка.

Проведенные в последнее время исследования динамики ускорения интенсивных электронных пучков в ЛУЭ с обратными связями показали [1-3], что наличие последних может существенно изменить динамику ускорения, а именно: при определенных токе инжекции и величине обратной связи в инжекторной секции развивается автомодуляционная неустойчивость, приводящая к периодическому изменению во времени как характеристик ускоряющего поля, так и параметров ускоренных пучков (ток, энергия). Данная система существенным образом отличается от рассматривавшихся ранее [4-7] тем, что если в электронных автогенераторах неравновесность в основном обеспечивается за счет ввода энергии постоянного поля, то в ускорителях с обратными связями основными источниками энергии являются внешние высокочастотные генераторы. Кроме того, важную роль играет структура модуляции пучка, поскольку практически на всех этапах ускорения, за исключением начального участка формирования, пучок представляет собой последовательность сгустков с частотой следования, равной рабочей частоте ускорителя.

Наличие указанных особенностей требует детального изучения динамики ускорения в таких системах. В настоящей работе на основе пространственно-временного подхода [2, 6, 7] проведен такой анализ для случая инжекции в ускоряющую структуру с обратной связью немодулированного электронного пучка. т. е. рассмотрен случай работы инжекторной секции ЛУЭ без предгруппирователя. В разделе 1 изложены результаты исследования стационарных режимов ускорения, в разделе 2 — динамики переходных процессов.

1. Стационарные режимы ускорения

Рассмотрим процесс стационарного ускорения электронного пучка в замедляющей системе, выход которой определенным образом соединен со входом. Кроме того, на вход подается высокочастотное поле от внешнего генератора. Техническая реализация данной схемы с использованием направленного ответвителя с переменной связью [8] представлена в [9]. Для такой обратной связи передаточная характеристика имеет вид

$$A_{\text{вх}} e^{i\varphi_{\text{вх}}} = \mu e^{-\alpha_1 l'} E_0 e^{i\tau_0 + i\beta_1 l'} + \sqrt{1 - \mu^2} A_{\text{вл}} e^{i\Delta\psi + i\varphi_{\text{вл}} + i(h_1 l + h_2 l) - \sigma_2 l}, \quad (1)$$

где $A_{вх}$, $\varphi_{вх}$, $A_{вых}$, $\varphi_{вых}$, E_0 , φ_0 — амплитуды и фазы полей на входе и выходе ускоряющей структуры и внешнего источника соответственно; h_1 , L — волновое число и длина замедляющей структуры; α_2 , h_2 , l — затухание, волновое число и длина кольца обратной связи; e' — длина участка обратной связи от направленного ответвителя до входа в секцию; μ — коэффициент связи направленного ответвителя; $\Delta\psi$ — величина фазового сдвига в фазовращателе.

При этом поле в нагрузке имеет вид ($l''=l-l'$)

$$A_{наг} e^{i\varphi_{наг}} = -\sqrt{1-\mu^2} E_0 e^{i\varphi_0} + \mu A_{вых} e^{-\alpha_2 l'' + i\Delta\psi + i(h_1 L + h_2 l'') + i\varphi_{вых}}. \quad (2)$$

Из соотношений (1) и (2) следует, что первым условием, необходимым для эффективного накопления высокочастотного поля, является требование фазовой настройки кольца

$$\begin{aligned} \Delta\psi + \varphi_{вых} + h_1 L + h_2 l &= \varphi_{вх} + 2\pi n, \\ \varphi_0 = \varphi_{вх} - h_2 l' + 2\pi n, \quad n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда

$$A_{вх} = \mu e^{-\alpha_1 l'} E_0 + \sqrt{1-\mu^2} e^{-\alpha_2 l} A_{вых}, \quad (4.1)$$

$$A_{наг} = -\sqrt{1-\mu^2} E_0 + \mu A_{вых} e^{-\alpha_2 l''}. \quad (4.2)$$

При заданном μ из (4.1) можно определить необходимую мощность стороннего генератора ($P=R_n E_0^2$, где R_n — последовательное сопротивление ускоряющей структуры), требующуюся для реализации стационарного режима ускорения с заданными $A_{вх}$ и $A_{вых}$. Однако, как следует из (4.2), существует такое значение связи μ_* , когда мощность, рассеиваемая в нагрузке, равна нулю и, следовательно, мощность внешнего источника минимальна ($E_0 = E_{0,MIN} = E_{0*}$)

$$\mu_* = \sqrt{1 - e^{-2\alpha_2 l} A_{вых}^2 / A_{вх}^2}, \quad (5)$$

$$E_{0*} = \mu_* A_{вх} e^{\alpha_2 l'}. \quad (6)$$

Для получения количественных характеристик работы ускоряющей системы с обратной связью в стационарном режиме необходимо знать передаточные характеристики секции с учетом нагрузки током, а именно следующие зависимости:

$$\begin{aligned} A_{вых} &= F(A_{вх}, \varphi_{вх}), \\ \varphi_{вых} &= \Phi(A_{вх}, \varphi_{вх}). \end{aligned} \quad (7)$$

Расчет таких характеристик для группирующей секции с $\beta_\phi \leq 1$ при инжекции в нее немодулированного электронного пучка был выполнен на основе самосогласованной модели процесса ускорения [10]. Для немодулированного пучка выходная амплитуда $A_{вых}$ не зависит от фазы поля на входе $A_{вых} = F(A_{вх})$, а $\varphi_{вых}$ линейно зависит от этого параметра $\varphi_{вых} = \Phi(A_{вх}) + \varphi_{вх}$.

На рис. 1 представлены зависимости $F(A_{вх})$ для ускоряющей секции со следующими параметрами: $L=80$ см, $\beta_\phi=0.96$, $R_n=635$ Ом/см². $\alpha_1=6.8 \cdot 10^{-4}$ 1/см. Частота ускоряющего поля $f_0=2797$ МГц. Амплитуда поля нормирована на $E_H=100$ кВ/см. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют величине инжектируемого тока $I=1, 3, 5, 7$ А при начальной энергии пучка $W_0=100$ кэВ. Видно, что амплитудная передаточная характеристика, начиная с определенных токов, имеет участок отрицательной крутизны ($dA_{вых}/dA_{вх} < 0$).

Возникновение такой области имеет следующее физическое объяснение. При значениях амплитуды поля, подаваемого на вход секции, от нуля до некоторого значения $A_{вх}=A_s$, определяемого фазовой скоростью волны и энергией инжекции пучка, электроны в процесс ускорения не захватываются и амплитуда поля на выходе почти линейно (за исключением небольших осцилляций) зависит от входной. При $A_{вх} > A_s$ часть инжектируемых электронов захватывается в процесс ускорения, что при больших токах может значительно снизить амплитуду поля на выходе секции. Численное моделирование характера движения захваченных в процесс ускорения электронов при учете токовой нагрузки

показывает, что он качественно совпадает с характером движения при нулевом токе. Так, при $\beta_\phi = 0.96$ по мере движения вдоль секции образовавшиеся в начале области взаимодействия сгустки совершают на фазовой плоскости энергия—фаза фазовые колебания (см. рис. 2, где представлены фазовые распределения частиц при $I = 5$ А на выходе секции для различных входных амплитуд: $A_{вх}$: 1 — 0.7, 2 — 0.9, 3 — 1.3, 4 — 2.1). Очевидно, что наиболее оптимальным как с точки зрения эффективности отбора энергии, так и качества группировки является случай, когда при пролете секции сгусток совершит половину фазового колебания и поднимется на фазовой плоскости в положение с максимальной энергией.

При увеличении $A_{вх}$ от $A_в$ до $A_{о\text{лт}}$ величина фазового скольжения возрастает (рис. 2, 1), эффективность отбора энергии увеличивается и, следовательно, падает амплитуда поля на выходе, т. е. возникает участок отрицательной крутизны. При $A_{вх} \sim A_{о\text{лт}}$ сгусток на заданной длине совершает половину фазового колебания (рис. 2, 2), т. е. попадает в оптимальное положение с минимальным КПД ускорения.

При $A_{вх} \gg A_{о\text{лт}}$ оптимальное положение достигается внутри области взаимодействия, в дальнейшем сгусток, совершая фазовые колебания, сдвигается по фазе (рис. 2, 3, 4). В этих условиях относительный отбор энергии уменьшается с ростом $A_{вх}$ и передаточная характеристика становится нарастающей.

При малых токах инжекции (рис. 1, кривая 1) отбор энергии от ускоряющего поля не столь значителен и в области эффективного ускорения наблюдается слабое уменьшение поля на выходе.

С увеличением фазовой скорости волны крутизна на отрицательном участке уменьшается и при $\beta_\phi = 1$ спадающий участок исчезает, поскольку динамика движения сгустка существенно меняется [11].

На основе представленных выше передаточных характеристик можно рассчитать по формулам (5), (6) зависимости E_{0*} и μ_* от значения амплитуды поля на входе секции для различных токов инжекции. Из анализа таких расчетов следует, что по мере увеличения тока μ_* стремится к единице, т. е. влияние накопления на процесс ускорения снижается. Данная закономерность является физически вполне очевидной и была отмечена различными исследователями (см., например, [12]).

2. Динамика переходных процессов

Возможность установления рассмотренных выше стационарных режимов ускорения в реальной системе определяется двумя факторами — единственностью и устойчивостью. Если вопрос о единственности можно решить, исходя из общезначимых представлений о процессах взаимодействия пучков заряжен-

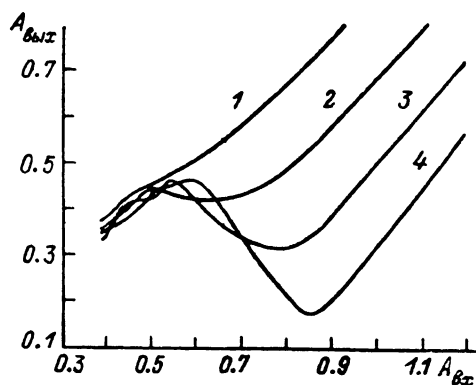


Рис. 1.

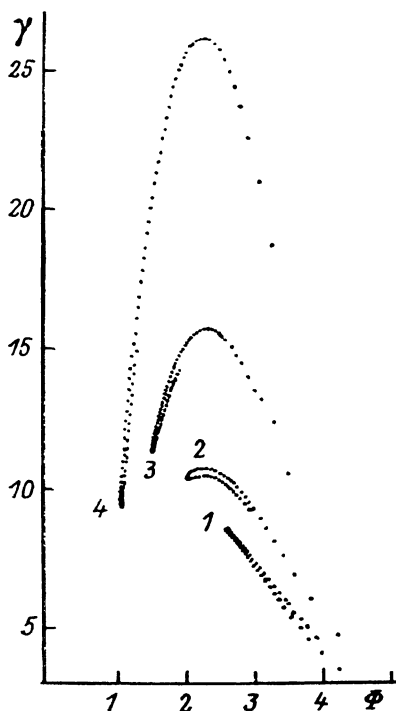


Рис. 2.

ных частиц с медленными волнами, то для выяснения устойчивости стационарных состояний необходимо в каждом конкретном случае проводить специальные исследования рассматриваемых моделей.

| $I_{\text{внз}}, \text{A}$ | $A_{\text{вх}}$ (100 кВ/см) | μ_* | E_{0*} (100 кВ/см) | Область устойчивости | |
|----------------------------|--------------------------------|---------|-------------------------|--------------------------------|--|
| 1 | 0.500 | 0.515 | 0.253 | $\mu_{\text{кр}} < \mu \leq 1$ | $\mu_{\text{кр}} > \mu_*$ $\mu_{\text{кр}} < \mu_*$ |
| | 0.600 | 0.616 | 0.382 | | |
| | 0.700 | 0.633 | 0.458 | $0 \leq \mu \leq 1$ | |
| | 0.800 | 0.629 | 0.520 | | |
| 3 | 0.550 | 0.676 | 0.384 | $\mu_{\text{кр}} < \mu \leq 1$ | $\mu_{\text{кр}} > \mu_*$ $\mu_{\text{кр}} < \mu_*$ |
| | 0.600 | 0.753 | 0.467 | | |
| | 0.700 | 0.815 | 0.500 | $0 \leq \mu \leq 1$ | |
| | 0.800 | 0.825 | 0.683 | | |
| 5 | 0.900 | 0.802 | 0.746 | $\mu_{\text{кр}} < \mu \leq 1$ | $\mu_{\text{кр}} > \mu_*$ $\mu_{\text{кр}} < \mu_*$ |
| | 0.575 | 0.701 | 0.416 | | |
| | 0.650 | 0.842 | 0.570 | $0 \leq \mu \leq 1$ | |
| | 0.775 | 0.925 | 0.741 | | |
| | 0.900 | 0.915 | 0.850 | | |

Одним из подходов к изучению устойчивости по отношению к малым возмущениям является метод линеаризации нелинейной системы, описывающей пол-

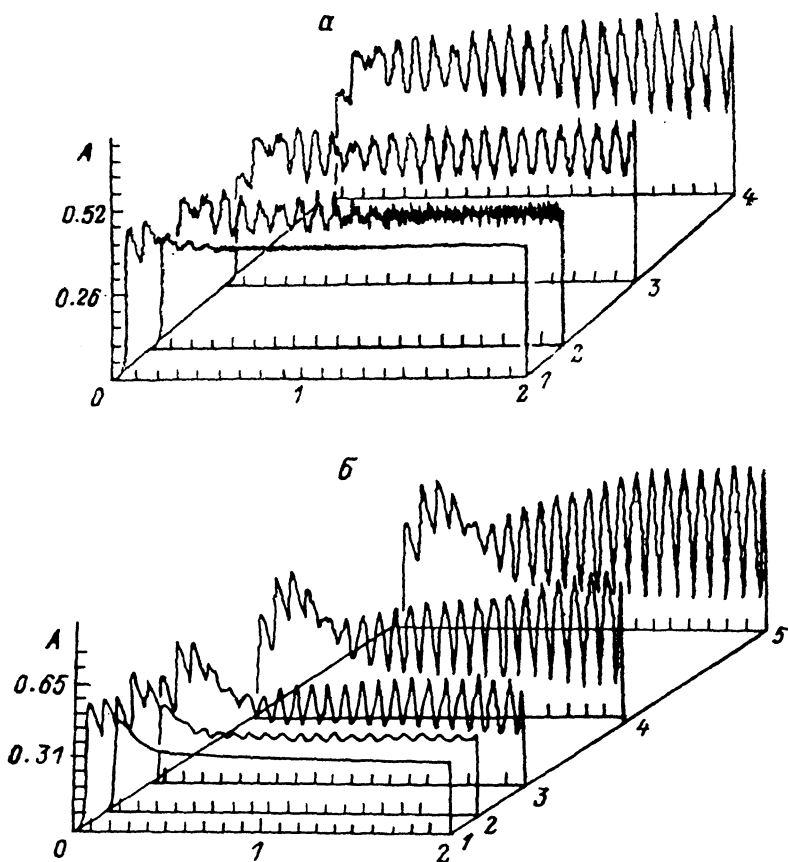


Рис. 3.

ную динамику, относительно стационарного режима с последующим анализом устойчивости линейной системы. Недостатком данного метода применительно

к рассматриваемому классу задач является то, что требуется анализ устойчивости в широком частотном диапазоне. Это является затруднительным для систем с нефиксированным распределением поля,¹ динамика которых описывается уравнениями в частных производных, следовательно, частотный анализ может быть проведен лишь численно с затратами ресурсов, не меньшими, чем при расчете полной динамики во времени. Поэтому в последнее время широкое распространение в СВЧ электронике получил численный анализ переходных про-

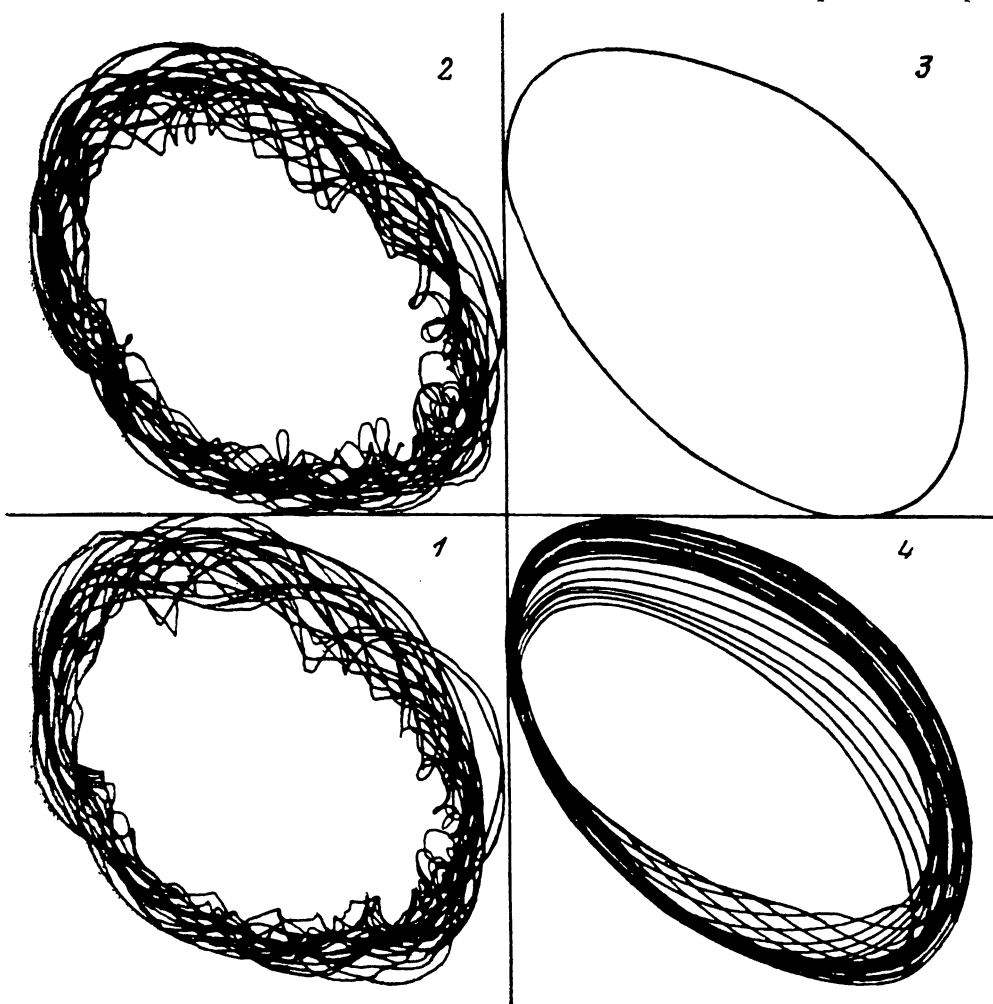


Рис. 4.

цессов, на основе которого делаются заключения о возможности установления того или иного стационарного режима [6, 7]. На основе разработанной нестационарной модели ускорения [2] нами были проведены такие исследования для описанных выше режимов ускорения.

В таблице представлены параметры исследованных режимов и краткие заключения об устойчивости. Наименьшее значение связи направленного ответителя, принимаемое в расчете, было равно $\mu_{\text{MIN}}=0.1$. В случае малых токов инжекции ($I=1$ А, передаточная характеристика на рис. 1, кривая 1) для режимов с $A_{\text{вх}}=0.7$ и 0.8 при любых $\mu \geq 0.1$ после переходных процессов устанавливается стационар, откуда можно сделать вывод об устойчивости всех стационарных режимов с $A_{\text{вх}} \geq 0.7$.

¹ Теория устойчивости в системах, имеющих фиксированную структуру поля, развита в работах [13, 14].

Для режимов с $A_{вх}=0.5$, 0.6 стационар устанавливается при $\mu \geq \mu_{кр}$, а при $\mu < \mu_{кр}$ развивается автомодуляционная неустойчивость. Отметим, что для $A_{вх}=0.5$ $\mu_{кр} > \mu_*$, т. е. оптимальный режим настройки с точки зрения энергии является неустойчивым.

При $I=3$ А (рис. 1, кривая 2) для $0.5 \leq A_{вх} \leq 0.6$ критическое значение связи больше оптимального ($\mu_{кр} > \mu_*$), при этом характерная частота возбуждаемых колебаний $f_m \sim 70$ МГц, в установившемся автомодуляционном режиме

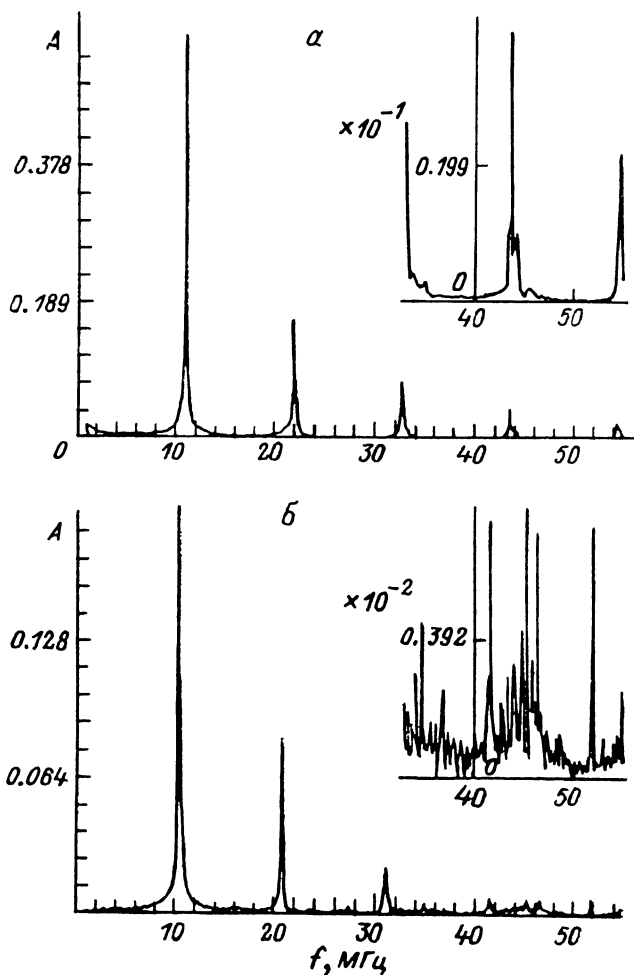


Рис. 5.

осцилляции параметров носят сложный характер. При $0.6 < A_{вх} \leq 0.9$ режимы с $\mu = \mu_*$ становятся устойчивыми, а неустойчивость развивается при $\mu < \mu_{кр} < \mu_*$. Характерная частота модуляции в этих условиях $f_m \sim 10$ МГц, что совпадает с оценкой времени пробега энергии по кольцу.

Увеличение тока инжекции до 5 А оставляет область устойчивости качественно такой же, как и для $I=3$ А. На рис. 3 представлена динамика изменения во времени (цена деления по горизонтали 1 мкс) амплитуды ускоряющего поля на выходе ускоряющей секции для режимов с амплитудами поля на входе $A_{вх}=0.65$ (рис. 3, а: 1 — $\mu = \mu_* = 0.842$, 2 — 0.5, 3 — 0.45, 4 — 0.3, $A_{вх} = 0.775$; б: 1 — $\mu = \mu_* - 0.925$, 2 — 0.7, 3 — 0.5, 4 — 0.3, 5 — 0.1). Видно, что при уменьшении μ (увеличении коэффициента обратной связи) переход в режим с развитой модуляцией параметров (рис. 3, а, 3, 4) осуществляется через критическое состояние (рис. 3, а, 2), характеризующееся «шумоподобным» изменением амплитуды. Для изучения установившихся автомодуляционных процессов была просчитана динамика ускорения на большом интервале времени

($0 < t < 30 KT_0 \sim 11$ мкс, $K=1024$, $T_0=1/f_0 \sim 0.33$ нс). На рис. 4 показаны отрезки «траекторий», описываемые точкой с координатами $A_{вх}(t) \cos \varphi_{вх}(t)$, $A_{вх}(t) \sin \varphi_{вх}(t)$ на плоскости $A_{вх} \cos \varphi_{вх}$, $A_{вх} \sin \varphi_{вх}$: 1, 4 — $6 K T_0 < t < 12 K T_0$; 2, 3 — $24 K T_0 < t < 30 K T_0$ при $\mu=0.3$, $A_{вх}=0.65$ (1, 2) и 0.775 (3, 4). Видно, что если в первом случае динамика системы является сложной, то во втором случае устанавливается чисто периодическое движение. Спектральный анализ характеристик ускоряющего поля на выходе замедляющей структуры (на рис. 5 представлены спектры фазовых осцилляций), проведенный по реализациям длиной $24 K$ ($6 K T_0 < t < 30 K T_0$, $\Delta f=0.11$ МГц), показывает, что для режима со стационарным значением амплитуды на входе $A_{вх}=0.775$ (рис. 5, а) в спектре присутствуют только гармоники основной частоты. Для сложного колебательного процесса, показанного на рис. 4, 1, 2 (рис. 5, б) в спектре появляются как дополнительные составляющие, частота которых не кратна основной частоте неустойчивости, так и стохастическая компонента (ср. увеличенные фрагменты на рис. 5, а, б), природа которой, на наш взгляд, является динамической. Наличие двух последних факторов и приводит к тому, что «изображающая точка» описывает сложную траекторию. Характер изменения амплитуды и фазы высокочастотного поля определяет параметры модуляции ускоренного электронного пучка. При реализации режима с $A_{вх}=0.65$ происходит преимущественно модуляция энергии пучка, в то время как для режима с $A_{вх}=0.775$ имеет место глубокая модуляция и энергии, и тока.

Таким образом, исследование нестационарной динамики ускорения интенсивных электронных пучков в инжекторной секции с обратной связью показывает, что для режимов, имеющих на входе структуры значение стационарной амплитуды, близкое к тому, при котором начинается захват частиц в процесс ускорения, возникают автомодуляционные процессы, характеризующиеся сложным характером изменения параметров. По мере увеличения на входе значения стационарной амплитуды не только сужается область возникновения автомодуляционной неустойчивости, но и возбуждаемые колебания становятся периодическими. Начиная с некоторых входных амплитуд, лежащих на нарастающем участке передаточной характеристики, режимы ускорения при любых параметрах обратной связи становятся устойчивыми.

Литература

- [1] Ажиппо В. А., Айзацкий Н. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 4. С. 796—800.
- [2] Айзацкий Н. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1532—1537.
- [3] Айзацкий Н. И. // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. Харьков, 1986. Вып. 1 (27). С. 59—60.
- [4] Котырев Е. А., Плисс Л. Е. // РиЭ. 1965. Т. 10. № 9. С. 1628—1634.
- [5] Дитяр В. Б., Кислов В. Я. // РиЭ. 1977. Т. 22. № 10. С. 2141—2147.
- [6] Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037—1052.
- [7] Манькин И. А., Школьников В. Г. // РиЭ. 1984. Т. 29. № 2. С. 307—313.
- [8] Баранов Ю. А., Белоусов А. В., Хохлов В. К. // Тр. Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. М., 1970. Т. 2. С. 221—226.
- [9] Крамской Г. Д., Муфель В. Б. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 3. С. 465—468.
- [10] Айзацкий Н. И., Мазненко Л. А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 680—683.
- [11] Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линейные ускорители. М.: Атомиздат, 1969.
- [12] Беломоева Р. В., Баранов Ю. А., Левин В. М. и др. // Электрофизическая аппаратура. М.: Атомиздат, 1977. Вып. 15. С. 11—15.
- [13] Моисеев М. А., Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 11. С. 1709—1717.
- [14] Нусинович Г. С., Заневалов В. Е. // РиЭ. 1985. Т. 30. № 3. С. 563—570.

Харьковский
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
10 декабря 1988 г.