

Режимы автоускорения электронного пучка

БЕЛОВ Н. Е., КИСЛЕЦОВ А. В., ЛЕБЕДЕВ А. Н.

УДК 621.384.6:621.3.638.62

Одной из важнейших задач техники получения сильноточных электронных пучков является повышение их энергии до ультрарелятивистских значений, что крайне важно с точки зрения практического применения (например, использование их для коллективного ускорения).

В работе [1] обсуждалась предложенная Л. Н. Казанским схема автоускорения электронного пучка, когда часть его электронов ускоряется большим электрическим полем, наведенным пучком в пассивной электродинамической структуре. За счет уменьшения энергии и потери основной части пучка можно существенно увеличить энергию оставшихся частиц и тем самым преодолеть ограничения высоковольтной техники. Импульсное значение тока при этом сохраняется постоянным, а средний ток падает.

В качестве примера в работе [1] рассмотрено автоускорение на пассивном цилиндрическом замкнутом резонаторе в приближении заданного тока. Используемую модель следует уточнить по двум причинам: во-первых, необходимо выяснить оптимальные или близкие к ним параметры резонатора; во-вторых, исследовать возможность каскадного включения автоускоряющих элементов, отказавшись от приближения заданного тока, справедливого только при исследовании одиночного резонатора.

И та, и другая задача требуют большого объема вычислительных работ, результаты которых излагаются в настоящей статье. Кроме того, исследовался вопрос о полных энергетических потерях пучка в резонаторе. Это важно не только для оценки эффективности предлагаемой системы, но и для других схем коллективного ускорения, особенно при продольных размерах пучка, существенно меньших продольного размера резонатора.

Взаимодействие пучка с одиночным резонатором и выбор оптимальных параметров

Следуя методике расчета, изложенной в работе [1], можно получить следующие выражения для энергии, приобретаемой частицей, находящейся на оси пучка на расстоянии x от его начала, при пролете цилиндрического резонатора

радиуса R и длины d :

$$\Delta W(x) = \frac{8eI_0 \left(\frac{d}{R}\right)^2}{\pi\beta_0 C \left(\frac{a}{R}\right)} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\mu_n \frac{a}{R}\right) \delta_m}{\mu_n J_1^2(\mu_n)} \times \left. \begin{aligned} & \times \int f_0(\xi) \Phi(v) d(\xi/d); \\ & \left. \begin{aligned} \delta_m &= 1, m=0 \\ &= 2, m \neq 0 \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right) \quad (1)$$

где I_0 , a , β_0 — максимальный ток, радиус и приведенная скорость пучка; $f_0(\xi)$ — продольное распределение плотности тока; μ_n — n -й корень функции Бесселя первого рода нулевого порядка, т. е. $J_0(\mu_n) = 0$; $v = \frac{\xi - x}{d}$; $\xi = z - v_0 t$.

Для ядра $\Phi(v)$ получаем выражения

$$\Phi(v) = \left\{ \begin{aligned} & -F_2 \cos \Omega_\alpha v (1 - \cos \pi m \cos \Omega_\alpha) && \text{при } v \geq 1; \\ & -F_1 \frac{1-v}{2} \sin \pi m v - \frac{F_2}{2} [2 \cos \Omega_\alpha v - \\ & - \cos \pi m v - \cos \pi m \cos \Omega_\alpha (v+1)] && \text{при } 0 \leq v \leq 1; \\ & -F_1 \frac{1+v}{2} \sin \pi m v - \frac{F_2}{2} [\cos \pi m v - \\ & - \cos \pi m v \cos \Omega_\alpha (v+1)] && \text{при } -1 \leq v \leq 0; \\ & 0, && \text{при } v \leq -1; \end{aligned} \right. \quad (2)$$

$m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, 3, \dots$

с коэффициентами*

$$F_1 = \frac{m}{m^2 + \gamma_0^2 A^2}; \quad F_2 = \frac{2\gamma_0^2 A^2 (\gamma_0^2 - 1)}{\pi (m^2 + \gamma_0^2 A^2)^2}, \quad (3)$$

где

$$\gamma_0^2 = \frac{1}{1 - \beta_0^2}; \quad A = \frac{d\mu_n}{R\pi}; \quad \Omega_\alpha^2 = \frac{\pi^2 (m^2 + A^2)}{\beta_0^2};$$

$m = 0, 1, 2, \dots, n = 1, 2, 3, \dots$

После интегрирования ядра $\Phi(v)$ по ξ/d для $-\frac{L}{d} \leq x/d \leq 0$ (здесь L — длина пучка) выражение (1) исследовалось путем численного суммирования

* В работе [1] допущена ошибка при вычислении $F_{1,2}$, не приводящая к качественному изменению результатов, но фактически занижающая полезный эффект.

рования по продольным и поперечным модам (по индексам m и n) для прямоугольного распределения тока. На рис. 1 представлены результаты расчета перераспределения энергии по длине пучка. Прирост энергии частиц после прохождения резонатора характеризуется эффективным импедансом в омах, т. е. величиной $\frac{\Delta W}{eI_0}(x, d, R, a, \gamma_0)$.

Для пучков, длительность пролета которых больше периода основной моды, характерна хорошо выраженная периодичность модуляции энергии (см. рис. 1, а), причем период модуляции близок к периоду основной моды. Переходные процессы и кулоновские поля, несущественные в центральной части длинного пучка, играют определяющую роль для пучков, длина которых меньше длины резонатора. Для коротких релятивистских пучков ($L < d$; $\gamma_0 \gg 1$) влияние кулоновского расталкивания менее заметно по сравнению с переходными процессами. Как видно из рис. 1, б, начальная часть пучка теряет энергию, а конечная частично ее приобретает. В медленных коротких пучках ($L < d$; $\gamma_0 \approx 1$) кулоновское расталкивание приводит к ускорению начальной и к замедлению конечной части (см. рис. 1, в)

Для выбора оптимальных размеров цилиндрического резонатора исследовалась зависимость максимального прироста энергии на длине пучка от отношения длины резонатора

d к его радиусу R . Результаты расчета, представленные на рис. 2, показывают, что функция $\Delta W/eI_0$ существенно зависит от отношения d/R . При больших d/R (вытянутый резонатор) эффект взаимодействия поля и частицы уменьшается, так как сказывается разница между скоростью частицы и фазовой скоростью тех компонентов поля, с которыми она взаимодействует; при малых d/R уменьшается вследствие уменьшения времени взаимодействия. Наиболее близким к оптимальному является отношение d/R , равное примерно двум (т. е. длина резонатора равна его диаметру).

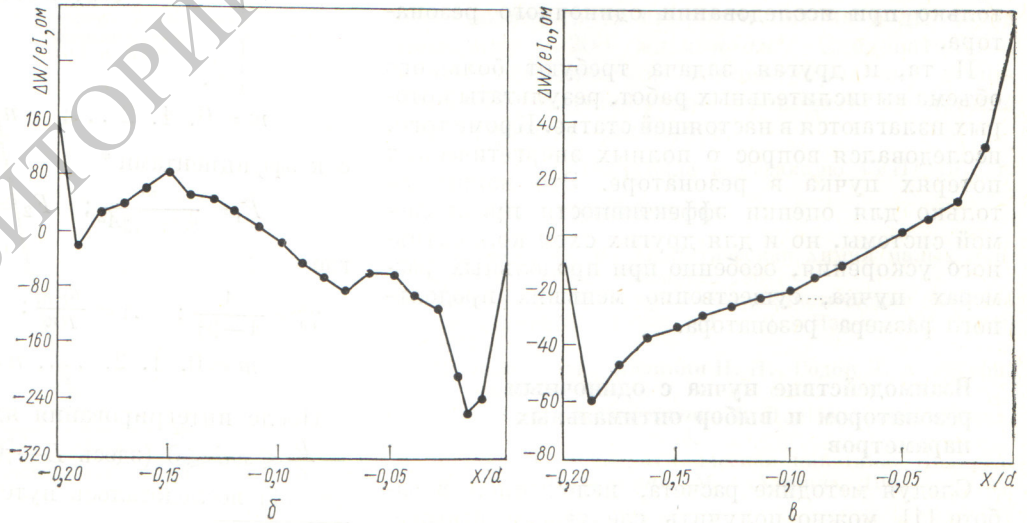
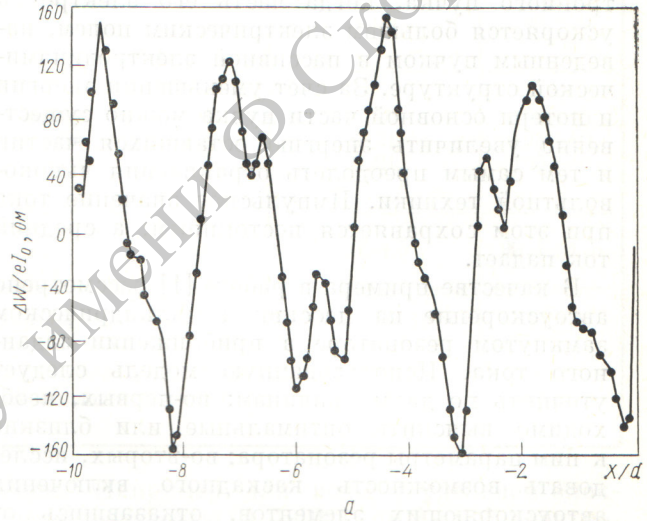


Рис. 1. Перераспределение энергии по длине пучка. Длина волны основной возбуждаемой моды ($m = 0, n = 1$) $\lambda/d = 2,61$.

а — $\gamma_0 = 5$; $R/a = 5$; $d/R = 1$; $L/d = 10$; б — $\gamma_0 = 10$; $R/a = 5$; $d/R = 10$; $L/d = 0,2$; в — $\gamma_0 = 1,1$; $R/a = 5$; $d/R = 10$; $L/d = 0,2$.

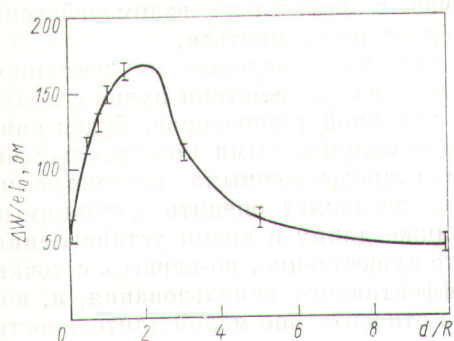


Рис. 2. Зависимость импеданса от относительной длины резонатора:

$L/d = 10$; $\gamma_0 = 3$; $R/a = 5$.

Физически ясно, что в режиме заданного тока изменение приведенной энергии пучка γ_0 сказывается в основном на кулоновских эффектах, быстро ослабевающих с ростом γ_0 . Поэтому при релятивистских энергиях изменение γ_0 практически не сказывается на перераспределении энергии в пучке, что видно уже из выражения (3). Действительно, изменение γ_0 при $\gamma_0 \gg 1$ сказывается только на высоких гармониках возбуждаемого поля, вклад которых в энергию частиц центральной части длинного пучка ($L > 2d$) невелик. Результаты численных расчетов полностью подтверждают этот вывод.

Полные потери энергии на пролете

Квазипериодический характер кривой перераспределения означает, что примерно половина частиц пучка при пролете теряет энергию, а половина приобретает. Кроме того, поскольку на рис. 1, а ясно выражен период основной (низшей) моды резонатора, можно ожидать, что именно она в основном возбуждается пучком даже при относительно неблагоприятном с этой точки зрения прямоугольном распределении тока. После пролета пучка через резонатор в нем, естественно, остается возбужденное поле, характеризующееся полными потерями энергии пучка и зависящее от соотношения между длиной пучка и длиной волны основной возбуждаемой моды. Выражение для потерь получается простым интегрированием (1) по длине сгустка и имеет вид:

$$\delta W = \frac{16I_0^2 d \left(\frac{d}{R}\right)^2}{\pi\beta_0^2 c^2 \left(\frac{a}{R}\right)^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mathcal{Y}_1^2\left(\mu_n \frac{a}{R}\right) \delta_m}{\mu_n^2 \mathcal{Y}_1^2(\mu_n)} \Psi_{m,n}, \quad (4)$$

где $\Psi_{m,n} = \frac{F_2}{\Omega_\alpha^2} (1 - \cos \pi m \cos \Omega_\alpha) (1 - \cos \Omega_\alpha L/d)$.

Выражение (4) исследовалось численным суммированием. Результаты расчета представлены на рис. 3 и 4. Полные потери энергии характеризуются величиной $\delta W/I_0^2 d$.

Для рассчитанных вариантов характерна периодическая зависимость потерь от длины пучка с периодом основной моды ($m = 0, n = 1$) и относительно небольшая доля энергии, которая приходится на высшие моды колебаний, не находящихся по частоте в простых кратных соотношениях с основной модой. При этом надо отметить, что при увеличении длины резонатора и фактическом превращении его в волновод происходит более равномерное распределение энергии по высшим модам колебаний, приводящее к относительно нерегулярному характеру кривой зависимости полных потерь от длины пучка для длинного резонатора. Кроме того, с увеличением отношения d/R максимальное значение полных потерь уменьшается, стремясь к значению потерь точечного сгустка; при уменьшении d/R потери возрастают, оставаясь конечными при стремлении d/R к нулю (см. рис. 3). Следовательно, зависимость полных потерь от приведенной энергии γ_0 должна исчезать в ультрарелятивистском случае. Это подтверждается результатами расчета, приведенными на рис. 4.

Абсолютные потери энергии при больших значениях тока достигают существенной величины. Так, при пролете сгустком длительностью $5 \cdot 10^{-8}$ сек, током 10^4 а и приведенной энергии

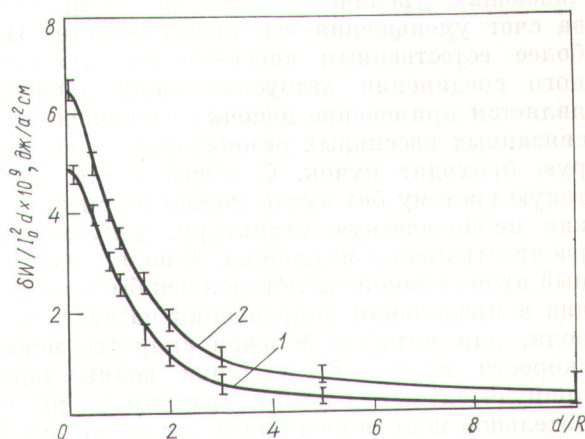
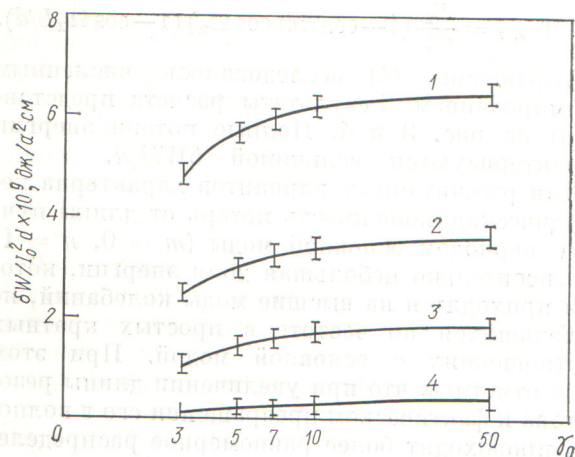


Рис. 3. Зависимость максимальных потерь от геометрии резонатора:

1 — $\gamma_0 = 3$; 2 — $\gamma_0 = 50$.



Р и с. 4. Зависимость максимальных потерь от приведенной энергии:

1 — $d/R = 0,1$; 2 — $d/R = 1$; 3 — $d/R = 2$; 4 — $d/R = 10$.

$\gamma_0 = 3$ через резонатор с параметрами $d/R = 1$, $a/R = 0,2$ и $d = 10$ см потери $\delta W = 2$ Дж при полной энергии пучка порядка 10^3 Дж. Для пучков с током 10^5 а потери составляют существенную долю полной энергии пучка. Надо отметить, что столь большие значения тока противопоказаны методу автоускорения, потому что развиваемое напряжение будет существенно превышать пробойные напряжения даже при коротких импульсах тока.

Самосогласованное взаимодействие пучка с цепочкой резонаторов

Как отмечалось в работе [1], возможно каскадное включение пассивных элементов, обеспечивающих увеличение энергии части пучка за счет уменьшения его интенсивности. Наиболее естественным способом последовательного соединения автоускоряющих элементов является применение цепочки электрически не связанных пассивных резонаторов, через которую проходит пучок. С общей точки зрения такую систему без пучка можно рассматривать как периодическую структуру, допускающую распространение медленных E -волн. Однородный пучок в такой системе должен быть неустойчив в продольном направлении на тех длинах волн, для которых фазовая скорость меньше скорости пучка. Если длина волны задана принудительным образом (например, предварительной модуляцией плотности пучка) и соответствует малой фазовой скорости, то можно ожидать перехода пучка в самосфазированное состояние, исследованное в работе [2], в про-

тивном случае в результате взаимодействия модуляция будет рассасываться.

Переносим эти представления на нестационарную задачу о взаимодействии пучка с полубесконечной цепочкой резонаторов, будем считать последние одномодами колебательными системами с сосредоточенными параметрами. Такая модель позволяет оценить достижимые энергии, а также длину и время установления в системе, что существенно, во-первых, с точки зрения ее эффективного использования, и, во-вторых, из-за относительно малой длительности сильноточных пучков, реализуемых на практике.

В использованной численной модели пучок заменялся последовательностью «укрупненных» частиц с тем же током. Напряжение, наводимое на каждом резонаторе, рассчитывалось в приближении заданного тока. Воздействие на заданную частицу со стороны всех ранее пролетевших частиц учитывалось в приближении заданного поля. Самосогласованность вводилась через фазовые перемещения частиц на пролете между резонаторами, где движение принималось чисто инерционным. Изменения приведенной энергии и фазы частиц описываются уравнениями

$$\tau_{j+1, n} = \tau_{j, n} - 2\pi \frac{L}{\lambda_0} \frac{\beta_{0, n}}{\beta_{j, n}};$$

$$\gamma_{j+1, n} = \gamma_{j, n} + \Delta\gamma_{j, n};$$

$$\Delta\gamma_{j, n} = -\frac{2\pi I_0 \lambda_0 d}{k \beta_0 I_A S} \sum_{m=1}^{n-1} \cos \frac{\omega_p j}{\omega_0} (\tau_{j, m} - \tau_{j, n}), \quad (5)$$

$$I_A = \frac{m_0 c^3}{e} \approx 17 \text{ ка},$$

где $\tau_{j, n}$ и $\gamma_{j, n}$ — фаза и приведенная энергия n -й частицы в j -м резонаторе; L и d — длина пролетного пространства и пространства взаимодействия; S — площадь емкостной части резонатора (предполагаемого тороидальным); $\beta_{j, n}$ и $\beta_{0, n}$ — приведенные скорости n -й частицы в j -м резонаторе и перед входом в первый резонатор; k — число частиц на период; I_0 — ток пучка; ω_p и $\omega_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ — собственная частота резонатора и частота предварительной модуляции. Знак и величина расстройки $\frac{\omega_p}{\omega_0} - 1$ определяют характер проводимости резонатора. Для идеально проводящего контура $\frac{\omega_p}{\omega_0} > 1$ (индуктивная проводимость) и $\frac{\omega_p}{\omega_0} < 1$ (емкостная проводимость).

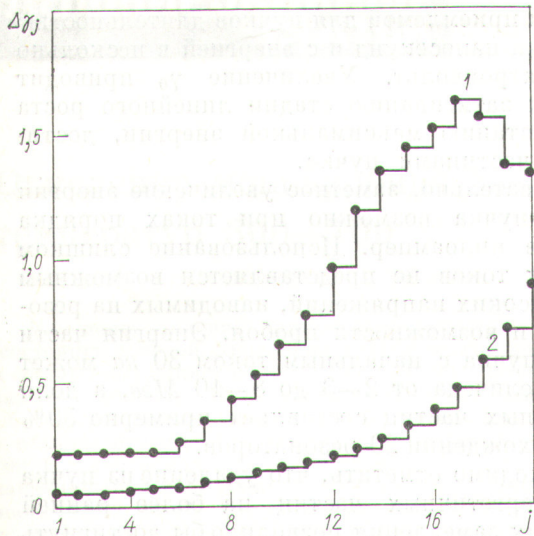


Рис. 5. Зависимость приведенного напряжения на резонаторе от его номера для емкостного (1) и индуктивного (2) импедансов

($I/I_A = 2$; $\gamma_0 = 7$; предмодуляция 10%).

Система нелинейных уравнений (5) исследовалась путем численного решения на ЭВМ. В составленной программе учитывалось удаление частиц с нулевой кинетической энергией. Это требование вытекает из основной идеи автоускорения, согласно которой из пучка должны убираться частицы, потерявшие в процессе взаимодействия свою энергию. В силу

сохранения энергии поля и частиц средняя энергия образовавшихся сгустков может увеличиваться вдоль системы. Кроме того, в программе заложено ограничение максимального напряжения, развивающегося на одном элементе цепочки и не приводящего к пробое. Это достигалось изменением настройки резонатора, причем перестройка проводилась для каждого резонатора отдельно. Следует отметить, что амплитуда наводимого напряжения изменялась только за счет изменения фазовых соотношений между напряжением на резонаторе и наводящим током. Изменение амплитуды напряжения за счет потерь в стенках может сказываться лишь при достаточно длинных пучках, на которых укладывается число длин волн, равное примерно добротности. Для пучков длительностью в десятки наносекунд и длиной волны порядка десятков сантиметров затуханием из-за омических потерь можно пренебречь.

Некоторые результаты расчета представлены на рис. 5 и 6. Влияние характера проводимости резонаторов на эффективность группировки частиц и устойчивость образовавшихся сгустков иллюстрируется на рис. 5, где показана зависимость напряжения на резонаторе от его номера для предварительной модуляции, равной 10%. Кривые 1 и 2, соответствующие емкостному и индуктивному импедансам, имеют выраженные экспоненциальную, линейную стадии и стадию насыщения. На первой стадии про-

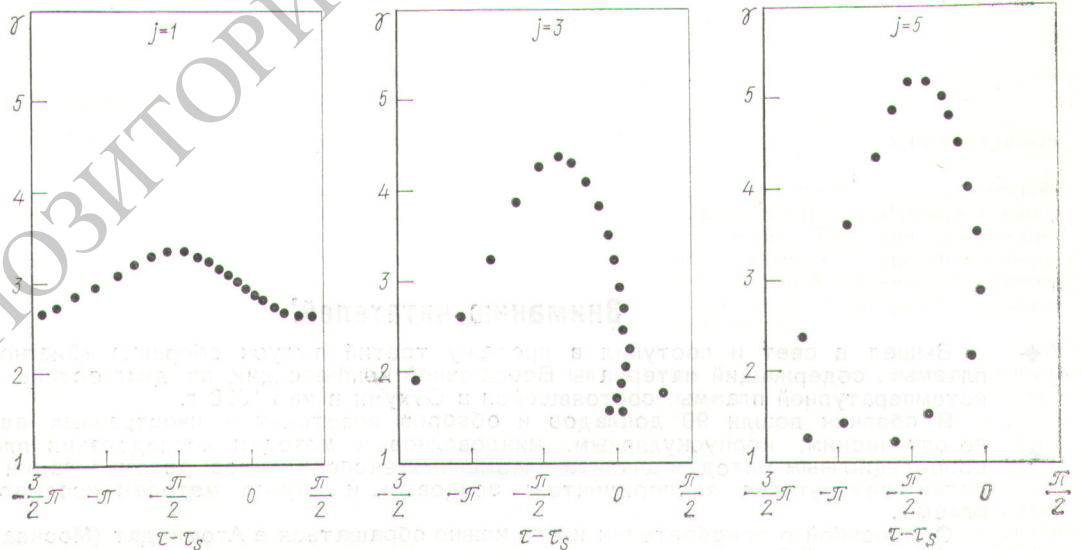


Рис. 6. Распределение укрупненных частиц на фазовой плоскости после j -го резонатора ($I/I_A = 2$; предмодуляция 30%).

исходят группировка частиц и образование сгустков, на второй — потери незахваченных низкоэнергетичных и ускорение захваченных частиц. На стадии насыщения картина движения в системе становится стационарной и частицы совершают фазовые колебания в самосфокусированных сгустках. Отличие в характере кривых для разных импедансов связано, по-видимому, с различными фазовыми соотношениями между модуляцией пучка и полем, наведенным начальными частицами.

Описанные процессы группировки представлены на рис. 6, где на фазовой плоскости (γ , τ) показано поведение частиц пучка при прохождении системы резонаторов. Видно, что в системе с емкостным импедансом сгустки формируются к пятому резонатору. Основная доля частиц совершает колебания в образовавшихся сгустках. Некоторые частицы, отдавая свою энергию, проскальзывают относительно сгустков и теряются. Кроме роста максимальной энергии в каждом последующем сгустке видно увеличение равновесной энергии сгустков, связанное с потерей частиц.

Расчеты показали, что при увеличении начальной энергии пучка инкремент неустойчивости уменьшается, но длина установления

остается приемлемой для пучков длительностью в десятки наносекунд и с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Увеличение γ_0 приводит также к затягиванию стадии линейного роста и возрастанию максимальной энергии, достигаемой частицами пучка.

Следовательно, заметное увеличение энергии частиц пучка возможно при токах порядка десятков килоампер. Использование слишком больших токов не представляется возможным из-за высоких напряжений, наводимых на резонаторе, и возможности пробоя. Энергия частиц пучка с начальным током 30 ка может быть увеличена от 2—3 до 8—10 Мэв, а доля потерянных частиц составляет примерно 50% при прохождении 20 резонаторов.

Необходимо отметить, что удаление из пучка низкоэнергетичных частиц на более ранней стадии их замедления позволило бы достигнуть более высокой энергии оставшейся части частиц пучка.

Поступила в Редакцию 27/II 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казанский Л. Н., Кислицев А. В., Лебедев А. Н. «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 1, с. 27.
2. Кислицев А. В., Лебедев А. Н. ЖТФ, 1972, т. 42, вып. 4, с. 699.

Вниманию читателей!

Вышел в свет и поступил в продажу третий выпуск сборника «Диагностика плазмы», содержащий материалы Всесоюзной конференции по диагностике высокотемпературной плазмы, состоявшейся в Сухуми в мае 1970 г.

В сборник вошли 90 докладов и обзоров советских и иностранных авторов по оптическим, корпускулярным, микроволновым методам исследования плазмы; корреляционным методам анализа плазменных экспериментов; автоматизации обработки результатов экспериментов; зондовым и другим методам исследования плазмы.

С просьбой о приобретении книги можно обращаться в Атомиздат (Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7).