УДК 621.384.62

В. К. ГРИШИН

ИЗЛУЧЕНИЕ В ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ С ПОПЕРЕЧНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Стабилизация пучков релятивистских электронов в линейных ускорителях в плоскости, перпендикулярной движению, с помощью какой-либо системы приводит к появлению ряда радиационных эффектов. Появление излучения в линейных системах не удивительно, поскольку частицы в процессе движения пересекают электромагнитные поля. Однако ускорения, испытываемые электронами, достигают максимальных величин, если сила, действующая на частицы, перпендикулярна скорости последних. (Как известно, отношение величин поперечного и продольного ускорений составляет $\gamma^2=(1-\beta^2)^{-1}$, где $\beta=v/c$ — отношение абсолютной скорости частицы и скорости света.) Поэтому любые фокусирующие устройства сопровождаются радиационными явлениями, которые становятся тем заметнее, чем выше энергия частиц.

Для оценки отмеченных явлений рассмотрим релятивистский электрон ($\gamma \gg 1$), летящий вдоль оси z со скоростью $v_z \sim c$, на которой в перпендикулярном направлении x действует сила $F_x = -k \cdot x$. Если предположить, что сила F_x невелика, так что изменение абсолютного значения скорости за счет поперечного движения мало, т. е. $v \sim v_z$, то уравнение x-движения

$$\frac{d}{dz}(m\dot{x}) = -kx \tag{1}$$

описывает колебательный процесс: $x = x_0 \sin(\int \omega dz)$ с частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m_0\gamma}},$$

где m_0 — масса покоя электрона, амплитуда которого затухает со временем[1].

При $\gamma \gg 1$ следует учесть влияние излучения. В классическом рассмотрении реакция излучения описывается силой радиационного трения [2]. Из обычного соотношения для 4-вектора силы радиационного трения вытекает, что ее величина

$$f_x^{\text{р. тр}} = -\frac{2e^2\gamma^2}{3m_0^2c^5} \cdot F_x^2 \cdot v_x = -\frac{2e^2\gamma^4\omega^4}{3c^5} x^2 \dot{x}. \tag{2}$$

(В общем случае вместо F_x^2 следует поставить $\vec{F}^2$.) Интенсивность излучения определяется величиной

$$I = \frac{2e^2\gamma^2}{3m_0^2c^3} \cdot F_x^2 = \frac{2e^2\gamma^4\omega^4}{3c^3} x^2. \tag{3}$$

Появление в (1) силы трения вызывает дополнительное затухание колебаний. Последнее можно получить, используя, например, метод последовательных приближений. При этом изменение амплитуды колебаний определяется соотношением [3].

$$\frac{dx_0}{dt} = -\frac{x_0}{2} \frac{d}{dt} \ln \omega m - \frac{e^2\gamma^3\omega^4}{12mc^5} x_0^3. \tag{4}$$

Частота колебаний практически не изменяется. Отсюда

$$x_0(t) \sim (m\omega)^{-1/2} \left\{1 + x_0^2(0) \cdot \frac{e^2\omega^4 L\gamma^{5/2}}{9m_0c^6}\right\}^{-1/2}. \tag{5}$$

Здесь предполагалось, что γ растет линейно; L — длина ускорителя. (В (4) требуется малость $\dot{x}_0$, но в (5) нет ограничений на входящие величины.)

---

[1] В линейных ускорителях фактор γ растет очень быстро. Несмотря на это, точное решение (1) практически не отличается от приближенного, полученного методом адиабатического инварианта [1].

При существующих параметрах действующих линейных ускорителей частоты ω очень малы. Поэтому радиационные эффекты, несмотря на большие значения γ, невелики.

Тем не менее в последнее время интенсивно обсуждаются различные проекты модернизации систем поперечной фокусировки. Необходимость этого связана с рядом явлений, разрушающих поперечную устойчивость электронных пучков и препятствующих повышению их интенсивности. (Это явление, получившее название blow-up, связано, в частности, с резонансным взаимодействием частиц с полями в ускорительном волноводе.)

Так, в линейном ускорителе в Стэнфорде (США) [4] с параметрами $L \simeq 3{,}3$ *км*, $\gamma = 4 \cdot 10^4$ при системе фокусировки, когда частицы совершают ~ 100 колебаний в процессе ускорения, общие энергетические потери на излучение составляют десятки-сотни *Кэв* ($x \sim 0{,}2 \div 1$ *см*). Уже при трехкратном увеличении частоты они сравнимы с существующим ныне энергетическим разбросом (~ 1 *Мэв*).

Как следует из (3), величина потери зависит от амплитуды колебаний, что устанавливает предел на минимальный энергетический разброс в ускоренном пучке. Это обстоятельство приобретает немаловажное значение в ускорителях на сверхбольшие энергии, например, в системах, где предполагается многократное использование линейного ускорения (см. [5]). Что касается дополнительного затухания (5), то при упомянутых условиях оно может способствовать стабилизации пучка.

Автор выражает благодарность А. А. Коломенскому за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Ускорители». М., ГИТТЛ, 1962.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, Физматгиз, 1960.
3. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, § 8. М., Физматгиз, 1958.
4. Proceeding of 6 conference of heig-energy accelerators. Cambrige (USA), 1967, p. B-31.
5. Коломенский А. А. Proceeding of 6 conference on heig-energy accelerators. Cambrige (USA), 1967, p. 43.

Поступила в редакцию
16.4 1968 г.

Кафедра
ускорителей

УДК 621.382.333.33

В. А. КУРОЧКИН, А. А. ЦЕЛЕБРОВСКИЙ

О ПЕРЕНОСЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УЗКОЙ БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ ТИРИСТОРА

Основную роль в процессе включения тиристора (рассматривается включение по цепи базы) играет накопление неосновных носителей заряда в широкой базовой области. Анализ переходных процессов в широкой базе тиристора до сих пор проводился в одномерном приближении [1]. Однако такое приближение может оказаться достаточно грубым, если учесть неравномерность плотности тока на центральном переходе тиристора [2] и [3]. Для выяснения степени этой неравномерности необходимо рассмотреть процесс переноса заряда в узкой p-базе тиристора с учетом влияния поперечного электрического поля. Задачу о переносе носителей заряда в p-базе будем решать при следующих ограничениях.

Рассматривается начальная стадия процесса включения ($0 < t \ll \tau_n$, τ_n — время жизни электронов), когда модуляцией проводимости и рекомбинацией носителей заряда можно пренебречь.

Поскольку ширина p-базы W значительно меньше длины n—p-перехода l, то напряженность электрического поля E, связанного с протеканием дырочного тока, зависит только от x и не зависит от y (ось x направлена вдоль перехода, а ось y — перпендикулярна сечению тиристора).

Величина E не зависит от времени, так как ток базы при $t > 0$ остается постоянным, а модуляция проводимости базы не учитывается.

Коэффициент инжекции эмиттерного перехода равен единице.

Обратным током насыщения в отличие от тока инжекции, а также равновесной концентрацией электронов, в отличие от избыточной, можно пренебречь.