

## Ондуляторное излучение в линейных резонансных ускорителях электронов высоких энергий

А.Н.Опанасенко

НИК “Ускоритель” ННЦ ХФТИ

В работе показано, что в линейных резонансных ускорителях электронов высоких энергий должно наблюдаться ондуляторное излучение электронного пучка, взаимодействующего с поперечным полем несинхронных пространственных гармоник основной аксиально-симметричной моды колебаний периодической ускоряющей структуры. Показано, что это обстоятельство, с одной стороны, приводит к принципиальному ограничению достижимых энергий электронов, а с другой - может служить механизмом для осуществления эффективной конверсии СВЧ - мощности в мощность  $\gamma$ -излучения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что основным преимуществом линейных ускорителей заряженных частиц перед циклическими является отсутствие зависимости мощности излучения ускоряемых частиц от их кинетической энергии. Достижения максимальных энергий в основном ограничивается только мощностью источников питания и иными трудностями технологического характера. В связи с этим, для получения электронов (позитронов) TeV-ных энергий в мире активно разрабатываются проекты именно линейных ускорителей, на базе периодических ускоряющих структур с высокими градиентами ускоряющего поля [1]. Однако следует указать на существование обстоятельства, приводящего все- же к ограничению максимальной энергии частиц, ускоряемых в линейных периодических структурах. Причиной этого является потеря кинетической энергии частицами пучка, имеющего конечные поперечные размеры, на фотонное излучение типа ондуляторного [2,3] в поперечном поле несинхронных пространственных гармоник основной аксиально-симметричной моды колебаний линейной периодической ускоряющей структуры.

### 2. МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ

Полную мощность излучения, излучаемую ультрарелятивистским электроном [4], движущемся вдоль оси  $z$  ускоряющей структуры, можно представить в виде

$$P \cong \frac{2e^2}{3c^3} \left( \gamma^6 \left( \frac{dv_z}{dt} \right)^2 + \gamma^4 \left( \frac{dv_{\perp}}{dt} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где:  $c$  - скорость света в вакууме;  $e$  - заряд электрона;  $\gamma$  - лоренц-фактор;  $v_z$  и  $v_{\perp}$  - продольная и поперечная компоненты скорости электрона такие, что  $v_z \approx c$  и  $v_z \gg v_{\perp}$ .

Известно, что мощность излучения, связанная с продольным ускорением частицы, не зависит от ее энергии и крайне мала [5,6]. Возможное излучение частицы, вызванное действием поперечных полей в линейных ускорителях не рассматривалось. Однако из-за конечности поперечных размеров реальных пучков внеосевые частицы должны испытывать действие поперечной быстро осциллирующей силы несинхронных пространственных гармоник, присущих в силу теоремы Флоке, периодическим ускоряющим структурам.

Рассмотрим аксиально - симметричные периодические ускоряющие структуры, традиционно используемые в ускорительной технике. В приосевом приближении радиальную силу, действующую на ультрарелятивистскую частицу, можно представить в виде [5]

$$F_r \cong - \frac{er}{2} \frac{d}{dz} E_z. \quad (2)$$

Здесь  $E_z$  - продольная компонента электрического поля, взятого на оси;  $r$  - расстояние частицы от оси структуры. Не ограничивая общности, рассмотрим ускоряющую периодическую структуру на бегущей волне. В этом случае поле на оси представим в форме Флоке [5]:

$$, \quad (3)$$

где  $h_n = \omega/c + 2\pi n/D$  - продольное волновое число;  $\omega$  - круговая частота электромагнитного поля;  $D$  - период структуры;  $b_n$  - амплитуда  $n$ -й пространственной гармоники, нормированная на амплитуду  $E_0$  нулевой ускоряющей гармоники. Подставив (3) в (2), запишем уравнение быстро осциллирующего радиального движения заряженной частицы [7,8]:

$$, \quad (4)$$

где  $\varphi_n = \varphi_0 + 2\pi nct_0/D$ ;  $\varphi_0 = \omega t_0$  - фаза синхронной гармоники.

Радиальное ускорение (4) подставим в формулу (1) и, усреднив по периоду  $D/c$ , найдем выражение для средней мощности излучения электрона, ускоряемого в линейной периодической структуре:

$$, \quad (5)$$

где  $W$  - энергия электрона;  $\alpha$  - коэффициент,

определяемый спектральным составом пространственных гармоник конкретной периодической структуры.

Здесь необходимо отметить, что описание излучения в рамках классической электродинамики [2,4] применимо, если  $W \ll mc^2 D/(n\lambda_c)$ , где  $\lambda_c$  - комптоновская длина волны электрона (для  $D \sim 1$  см:  $W \ll (2/n) \cdot 10^3$  TeV).

Рассмотрим мощность, излучаемую ускоряемым сгустком. При излучении электронами независимо друг от друга полная мощность излучения сгустка будет равна сумме мощностей излучения отдельных электронов [2]:

$$. \quad (6)$$

Здесь  $i$  - индекс суммирования по электронам сгустка.

### 3. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Выражение (6) показывает, что сгусток с конечными поперечными размерами должен излучать. А поскольку мощность излучения каждого электрона пропорциональна квадрату его энергии, то можно предположить о существовании таких энергий частиц сгустка, при которых излучаемая мощность сгустка станет сравнимой с мощностью, приобретаемой им в поле ускоряющей волны. В связи с этим представляет интерес определить предельную энергию частиц сгустка, при которой мощность излучения равна мощности ускорения:

$$. \quad (7)$$

Отметим, что в данном рассмотрении мы пренебрегаем потерями мощности частиц на возбуждения кильватерных полей в резонансной структуре, считая их вклад малым. По крайней мере, их можно учесть феноменологически, рассматривая  $E_0 \cos(\varphi_0)$ , как некоторое эффективное значение ускоряющего поля.

Проведем оценку возможного значения предельной энергии частиц сгустка. Подставив выражение (6) в уравнения баланса мощности (7) и

усреднив по частицам, в приближении малой корреляции между энергией частицы и ее поперечной координатой, получим выражение для предельной энергии частиц пучка:

$$, \quad (8)$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по частицам сгустка;  $r_0$  - классический радиус электрона.  $\chi(\varphi_0)$  - коэффициент слабо зависящий от фазы частицы, поэтому взят в фазе  $\varphi_0$ , соответствующей геометрическому центру сгустка.

Из полученного выражения (8) следует, что предельная энергия понижается как с увеличением  $\sigma_r/D$  - относительного отклонения электронов от оси структуры, так и при повышении темпа ускорения  $E_0$ . Кроме того, согласно метода подобия с уменьшением длины ускоряющей волны  $\lambda_0$  предельная энергия частиц пучка падает, как

$$W_m \propto \lambda_0^{1/2}.$$

Это вступает в противоречие с одним из направлений развития ускорительной техники, повышающей темп ускорения за счет перехода к более коротким длинам волн. Поэтому для эффективного ускорения требуемого количества частиц (например, для существующих проектов линейных коллайдеров количество электронов в сгустке составляет  $10^{10} \div 10^{11}$  [1]) необходимо будет решать проблему поперечного сжатия пучка.

Подставляя в (8) значения параметров, типичные для разрабатываемых ныне проектов линейных коллайдеров ( $E_0 \sim 100$  MV/m [1],  $D = \lambda_0/3$ ,  $v(0) = 0.154$  - рассчитано с помощью кода SUPERFISH [9] для структуры типа SLAC [10]) получим, что при изменении отношения  $\sigma_r/\lambda_0$  от 0.1 до 0.001 предельная энергия пучка изменяется от 3.2 до 320 TeV, как показано на рис.1.

Рис. 1. Зависимость предельной энергии  $W_m$  от  $\sigma_r/\lambda_0$ .

#### 4. ЭФФЕКТИВНАЯ КОНВЕРСИЯ СВЧ–МОЩНОСТИ В МОЩНОСТЬ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Выше показано, что при достижении предельной энергии электронов СВЧ–энергия, отбираемая пучком от ускоряющего поля полностью теряется на излучение, при этом энергия электронов остается постоянной с точностью до квантовых флуктуаций [11]. Такой механизм можно использовать для создания эффективного конвертора СВЧ–мощности в мощность  $\gamma$ -излучения на базе линейных резонансных ускорителей электронов высоких энергий. Установка может состоять из двух ускорителей. Первый из которых ускоряет электронный пучок до энергии  $W_1$ . Причем, для обеспечения эффективного ускорения энергия  $W_1$  должна быть значительно меньше предельной энергии электронов  $W_{m1}$  в этом ускорителе. Затем пучок подается во второй ускоритель, отличающийся тем, что максимальная достижимая в нем энергия  $W_{m2}$  для всех частиц сгустка равна энергии инжекции  $W_1$ . Как следует из (7), во втором ускорителе, совмещающем в себе функции ускорителя и ондулятора, будет происходить полная конверсия СВЧ - мощности, потребляемой пучком, в мощность излучения. С целью создания одинаковых условий излучения для всех электронов можно использовать сгустки как трубчатой формы с радиусом  $r_b$  и толщиной  $\delta$  такой, что  $\delta \ll r_b$ , так и сплошные с малым поперечным сечением. В последнем случае, для обеспечения необходимой связи частиц с поперечным полем второго ускорителя ось пучка должна быть смещена от оси ускорителя-ондулятора на расстоянии  $r_b$ . На выходе второго ускорителя длиной  $L$  пиковая мощность фотонного пучка, излученного электронным сгустком длиной  $\sigma_z$ , состоящим из  $N$  частиц, будет определяться соотношением:

$$P_{peak} \cong N c e E_0 \frac{L}{\sigma_z}. \quad (9)$$

Проведенные выше оценки предельной энергии показывают, что для реализации режима (7) с энергиями электронов достижимыми в настоящее время, или в ближайшем будущем необходимо существенно снизить величину предельной энергии. Способы снижения следуют из выводов приведенных в предыдущем разделе. Снизить предельную энергию можно также, реализуя режим ускорения на стоячей волне. В этом случае электроны излучают, в основном, вследствие взаимодействия с поперечным полем встречной волны, имеющей амплитуду равную амплитуде ускоряющей гармоники. Частота радиальных осцилляций при этом равна удвоенной рабочей частоте  $2f_0$ . Весьма перспективным является использование ускоряющих структур с  $D > \lambda_0/2$

[12,13,14], для которых амплитуда несинхронной гармоники превосходит амплитуду ускоряющей.

В качестве примера рассмотрим ускоритель-ондулятор на базе ускоряющей структуры типа СТРУМ ( $D=2\lambda_0/3$ ) [14], работающей в режиме бегущей волны с параметрами:  $E_0=200$  МВ/м;  $f_0=90$  ГГц. Для сгустка с  $r_b/\lambda_0=0.1$  предельная энергия согласно (8) составит величину  $W_{m2} \cong 0.89$  ТэВ. Такой сгусток длиной  $\sigma_z=0.1\lambda_0$ , состоящий из  $N=3 \cdot 10^{10}$  [1] электронов с энергией  $W_1=0.89$  ТэВ, согласно (9) создаст на выходе ускорителя-ондулятора длины  $L=1$  м пучок  $\gamma$ -излучения с пиковой мощностью  $P_{peak} \cong 0.9$  ТВт, с угловой расходимостью не больше, чем  $\sim mc^2/W_1 \approx 5.7 \cdot 10^{-7}$  rad [4] и характерной энергией  $\gamma$ -квантов  $E_{ph} \sim 3h\gamma f_0 \approx 3.4$  ГэВ [2].

Автор выражает признательность С.В. Пелетминскому за исчерпывающую консультацию по вопросу применимости рассмотрения излучения в рамках классической электродинамики, Н.И.Айзацкому, В.Ф.Жигло, В.И.Курилко, В.А.Кушнису, Н.А.Хижняку за обсуждения результатов и ряд ценных замечаний, а также благодарит АО СТАНДАРТ - П за оказанное содействие при выполнении работы.

#### Литература

1. Delahaye J-P. Proc. of EPAC'96, 1, 37, (1996).
2. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. 1987, Москва; Изв. АН СССР. сер. физика, 11, 165, (1947).
3. Девятков Н.Д. и др., ЖТФ, 67, 131, (1997).
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теория поля, 1973, Москва.
5. Linear Accelerators, ed. by Lapostolle P.M. and Septier A.L. 1970, Amsterdam.
6. Джексон Дж., Классическая электродинамика, 1965, Москва.
7. Бурштейн Э.Л. Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками, 1970, Москва.
8. Hartman S.C. Rosenzweig J.B. Phys. Rev. E47, 2031 (1993).
9. Billen J.H. Young L.M. Proc. of PAC93, 2, 790 (1993).
10. Loew G. Miller R.H. et al. SLAC-PUB-2295 (1979).
11. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей, 1991, Москва.
12. Айзацкий Н.И. и др. ВАНТ, 3(21), 16 (1991).
13. Ayzatsky M.I et al. Proc. of EPAC96 1, 795 (1996).
14. Иванов Г.М. и др. ЖТФ, 64, 115 (1994).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,

в издательство 1 июня 1998 г.