

О возможности создания низковольтных генераторов магнитотормозного излучения на пучках свободных электронов

Б. П. Ефимов

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
61085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 21 июля 1999 г., после переработки 19 января 2000 г.

В работе описана попытка использования принципа действия релятивистского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) для возбуждения магнитотормозного излучения электронными пучками, движущимися по криволинейным траекториям. Показано, что в области малых скоростей частиц (значительно меньших скорости света) этот принцип может быть реализован, если существенно повысить эффективность излучения пучка путём увеличения амплитуды его периодического движения в магнитной фокусирующей системе типа ондулятора Моца.

В роботі описано спробу використання принципу дії релятивістського лазера на вільних електронах (ЛВЕ) для одержання магнітогальмового випромінювання на пучках вільних електронів, що рухаються за криволінійними траєкторіями. Показано, що в області малих швидкостей частинок (значно менших за швидкість світла) цей принцип може бути реалізований, якщо суттєво підвищити ефективність випромінювання потоку шляхом збільшення амплітуди його періодичного руху в магнітній фокусуючій системі типу ондулятора Моца.

Введение

Создание на новых принципах источников электромагнитных колебаний в мм и субмм диапазонах волн перспективно для освоения новых диапазонов волн, передовых СВЧ технологий и широкого применения в различных прикладных областях науки и техники, например, в информационных и коммуникационных системах.

В данной работе делается попытка рассмотреть возможные пути генерации СВЧ излучения пучками свободных электронов, движущихся по криволинейным траекториям с малыми скоростями. Эффект магнитотормозного излучения достигается за счёт значительного искривления траектории электронного пучка, когда амплитуда отклонения электрона от оси ондулятора сравнима или больше его пространственного периода. При этом увеличение кривизны траектории существенно влияет на интенсивность излучения. Механизмы формирования электронных потоков и излучения в значительной мере повторяют механизмы убитрона и ЛСЭ с той лишь разницей, что при малых энергиях частиц эффект излучения достигается другими средствами.

Физические основы и методы создания ЛСЭ подробно изложены в монографии [1], в которой указаны области применения ЛСЭ, освоенные диапазоны частот, а также конструкции ЛСЭ, созданные на основе использования ондуляторов, формирующих периодические траектории движения электронов. Идея спонтанного ондуляторного излучения была высказана

и обоснована в 1947 г. В. Л. Гинзбургом [2]. Теоретически было показано, что в отличие от синхротронного излучения, которое было впервые получено в циклических ускорителях электронов высоких энергий, ондуляторное излучение имеет ряд преимуществ. Среди них более высокая монохроматичность и большая спектральная плотность потока энергии излучения. Дальнейшее развитие теории и практическая реализация спонтанного ондуляторного излучения получили в работах Г. Моца (1951-1953 гг.) в США [3,4]. Им были построены первые источники ондуляторного излучения. В 1960 г. Р. М. Филлипсом создан источник индуцированного излучения на длине волны 10 см (убитрон), работающий в слабoreлятивистском режиме с энергиями до 150 кВ [5]. В последние годы делаются попытки использовать параметрические явления в слабoreлятивистских электронных потоках. В работе [6] утверждается, что с участием медленной волны пространственного заряда возможны параметрическая генерация и усиление электромагнитных волн с частотами выше частоты волны накачки. Этот эффект может быть положен в основу создания мощных параметрических генераторов и усилителей мм и субмм диапазонов [7].

Созданные ЛСЭ в основном работают при большом значении релятивистского фактора $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, используя энергию электронов, полученную от ускорителей, и имеют значительный уровень выходной мощности. Принцип действия ЛСЭ может представить значительный интерес при создании источни-

ков электромагнитных колебаний малого и среднего уровня мощности в тех диапазонах длин волн, в которых с большими технологическими трудностями реализуются (или вообще не реализуются) электровакуумные приборы типа ЛОВ, ЛБВ, магнетроны и др. Это диапазоны коротковолновой части мм и субмм волн. С целью возможной реализации этого принципа в устройствах с малой энергией электронов (низкие ускоряющие напряжения порядка нескольких кВ) рассмотрим особенности движения частиц по криволинейным траекториям с максимальной отдачей излучаемой энергии.

Особенности построения низковольтных ЛСЭ

Полная интенсивность излучения ускоренно движущегося заряда имеет вид [8]:

$$\epsilon_u = \frac{2e^2}{3c^3} a^2,$$

где e – величина заряда, a – его ускорение, c – скорость света. Для точечного заряда, совершающего гармоническое колебание, ускорение a равно по величине произведению отклонения заряда A от положения равновесия ($A = A_0 \sin \omega t$, где A_0 – амплитуда отклонения электрона) на квадрат частоты ω . Усредненная по времени t интенсивность излучения равна

$$\epsilon_u = \frac{e^2}{3c^3} \omega^4 A_0^2.$$

Эту формулу можно преобразовать с помощью замены $\omega = 2\pi \frac{v}{\lambda_0}$ [9], где $v = \sqrt{2 \frac{e}{m} u} \cong 6 \cdot 10^5 \sqrt{u}$.

Тогда

$$\epsilon_u = \frac{e^2}{3c^3} \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{2 \frac{e}{m} u} \right)^4 A_0^2, \quad (1)$$

где v – поступательная скорость движения электронов; λ_0 – пространственный период колебания электрона, равный периоду ондулятора; u – ускоряющее напряжение; m – масса электрона.

На рис. 1 графически представлена зависимость интенсивности излучения электрона ϵ_u от величин λ_0 и u . Видно, что наибольшее влияние на ϵ_u оказывает период колебания электрона λ_0 , и в меньшей степени – ускоряющее напряжение u и амплитуда колебаний A_0 .

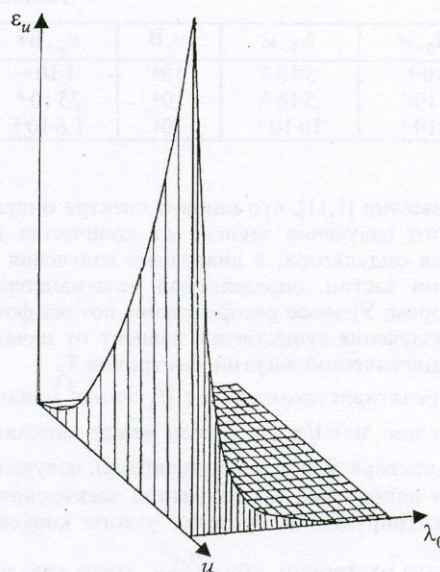


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения от пространственного периода колебаний электрона λ_0 и ускоряющего напряжения u

Обычно λ_0 определяется периодом ондулятора, который для заданных величин магнитных фокусирующих полей не может быть менее 5–10 мм. В этом случае главными факторами, влияющими на интенсивность излучения, остаются такие параметры как амплитуда колебаний электрона A_0 и ускоряющее напряжение u .

В источниках спонтанного некогерентного ондуляторного излучения частицы пучка излучают независимо друг от друга. Для пучка электронов интенсивность излучения пропорциональна силе тока $i = nev s$ [10]. Здесь n – количество электронов в единице объема, s – площадь поперечного сечения электронного потока.

В таблице 1 приведены расчётные данные полной интенсивности излучения пучка для различных значений ускоряющего напряжения, тока пучка и параметров траектории движения электронного луча, т. е. A_0 и λ_0 . Из нее видно, что при малой кинетической энергии электронного пучка, соответствующей ускоряющим напряжениям в несколько кВ, и токе до 0.1 А чувствительности приёмной аппаратуры достаточно для регистрации ондуляторного излучения (гетеродинные приёмники имеют чувствительность 10^{-12} Вт). В расчётах не учитывались электронно-волновые свойства пучка и действия сил пространственного заряда.

Таблица 1

| $A_0, \text{м}$ | $\lambda_0, \text{м}$ | $u, \text{В}$ | $\epsilon_{\text{и}}, \text{Вт}$ |
|-------------------|-----------------------|---------------|----------------------------------|
| 10^{-3} | $5 \cdot 10^{-2}$ | 10^4 | $1 \cdot 10^{-6}$ |
| $5 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-2}$ | 10^4 | $25 \cdot 10^{-6}$ |
| $5 \cdot 10^{-3}$ | $10 \cdot 10^{-2}$ | 10^4 | $1.6 \cdot 10^{-6}$ |

Известно [1,11], что ширина спектра ондуляторного излучения зависит от количества периодов ондулятора, а диаграмма излучения от энергии частиц, определяемой релятивистским фактором. Угловое распределение потока фотонов излучения существенно зависит от начальной кинетической энергии электронов T_e .

В релятивистском случае ($T_e \gg mc^2$) диапазон углов $\Delta\alpha < 1/\gamma$ (α – угол между направлением вектора \vec{v} и осью ондулятора), излучение пучка направлено по движению электронов и концентрируется в пределах узкого конуса с угловым раствором $\Delta\theta = \frac{m_e c^2}{T_e}$, тогда как при малых энергиях T_e и $\Delta\alpha > 1/\gamma$ излучение испускается в больший диапазон углов $\Delta\theta > \Delta\alpha$ [10]. Кроме того, с увеличением амплитуды поперечного движения электрона A_0 растет ускорение частицы и полная интенсивность излучения $\epsilon_{\text{и}}$. При этом возрастает число гармоник и уширяется спектр [11]. На рисунке 2 представлен частотный спектр ондуляторного излучения для $T_e < mc^2$.

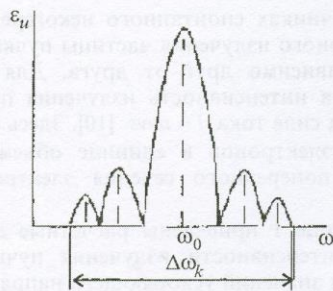


Рис. 2. Частотный спектр ондуляторного излучения с $K=3$

Ондуляторное излучение представляет собой цуг электромагнитных волн с основной гармоникой $\omega_0 = \frac{2\pi K}{\Delta t}$, связанной с количеством периодов ондулятора K и скоростью электронного потока, который пересекает пе-

риодическое магнитное поле за время

$$\Delta t = \frac{K\lambda_0}{c\beta_{\parallel}} (1 - \beta_{\parallel} \cos\theta),$$

$\beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c}$, v_{\parallel} – продольная скорость электронного потока ($v_{\parallel} = v \cos\alpha$).

Излучение может происходить на нескольких гармониках кратных основной [10,11]:

$$\omega_k = \frac{k\omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta}, \quad k=1, 2, 3, \dots K.$$

Амплитуды высших гармоник тем больше, чем больше амплитуда A_0 . При этом естественная ширина линии излучения будет определяться количеством периодов ондулятора K и номером гармоник k из соотношения

$$\frac{\Delta\omega_k}{\omega_k} = \frac{1}{kK} \quad [10,11].$$

Видно, что когерентность излучения зависит от количества периодов и амплитуды поперечного движения. Таким образом, в эксперименте при использовании малых ускоряющих напряжений и больших амплитуд колебаний электронных осцилляторов можно надеяться на работу с высшими гармониками циклотронной частоты. При этом спектр выходного сигнала будет широкополосным. Для достижения когерентного излучения необходимо использовать открытые резонаторы и предварительную модуляцию электронов на входе в ондулятор.

Экспериментальные результаты

Формирование электронного потока, движущегося по гармоническому закону, возможно несколькими способами. Знакопеременное воздействие силы в пространстве движения пучка можно реализовать путём использования статического магнитного и электрического полей или низкочастотной электромагнитной волны, распространяющейся навстречу пучку, и др. На рис. 3, а представлена последовательность электронных осцилляторов, образованных в пролётом пространстве магнитными пробками, известными как магнитные отражающие ловушки. Их принцип действия проиллюстрирован на рис. 3, б, где показана область неоднородного магнитного поля с сильно меняющейся напряжённостью поля вдоль силовых линий [10,12].

Поведение электронного луча в зоне магнитной ловушки показано на рис. 3, в. Эксперимент проводился на макете магнитной периодической фокусирующей системы (МПФС), представляющей собой периодическую последовательность магнитных шайб с встречным

включением в месте образования магнитной пробки. На фотографии видно, что поведение электронного луча в этом месте качественно совпадает с рис. 3, в. Фокусировка луча в такой МПФС получена при напряжении 3 кВ и токе 10 мА. Механизм образования магнитной ловушки основан на том, что на пути движения заряженных частиц создается область, в которой напряженность магнитного поля сильно возрастает.

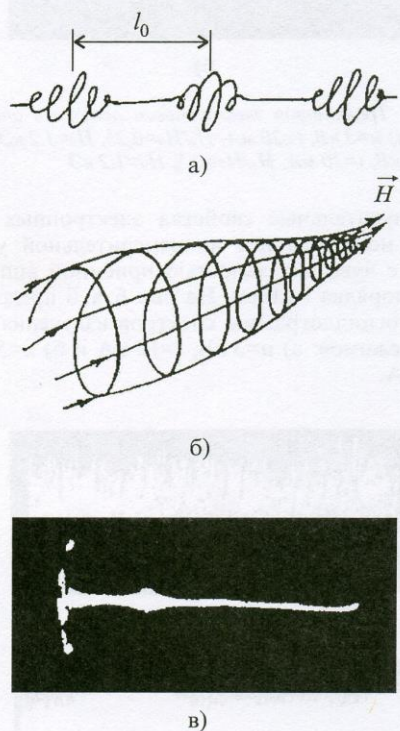


Рис. 3. а) Траектория ведущего центра частицы, представляющая собой последовательность электронных осцилляторов; б) квазипериодическое движение электронов в магнитной ловушке; в) форма электронного луча в магнитной ловушке

Эффект отражения обусловлен тем, что ларморовский радиус значительно меньше характерной длины изменения магнитного поля, при этом сохраняется постоянным адиабатический инвариант μ квазипериодического движения – отношение энергии поперечного движения частицы к магнитному полю H : $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2H}$.

Поскольку μ величина постоянная, то при увеличении v_{\perp} (в сходящемся магнитном поле), будет уменьшаться v_{\parallel} , так как полная энергия

частицы не изменяется. Отражение частицы начинается с некоторой максимальной величины соотношения v_{\parallel}/v_{\perp} , так называемого зеркального отношения. Накопление частиц в магнитной ловушке приводит к увеличению создаваемого ими электрического поля. Электростатическое отталкивание одноименных зарядов растет, что уменьшает эффективность ловушки.

В нашем случае на макете МПФС были предусмотрены элементы управления магнитными шайбами, с помощью которых варьировались размеры пространства взаимодействия и величины продольной компоненты статического магнитного поля H_0 и поперечной компоненты H_y . Это позволяет управлять соотношением v_{\parallel}/v_{\perp} и достигать необходимого токопрохождения и формы траектории частицы в магнитной ловушке. Таким образом, на примере формирования магнитной ловушки, показанной на рис. 3, в, возможно построение цепочки электронных осцилляторов, которая может служить источником спонтанного излучения СВЧ энергии.

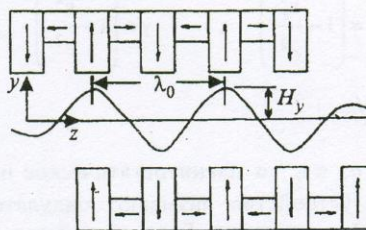


Рис. 4. Конструкция ондулятора и распределение поперечной компоненты магнитного поля вдоль оси электронного пучка

Наиболее распространенными устройствами, формирующими электронные потоки, движущиеся в пространстве по косинусоидальным траекториям, являются ондуляторы. Они разрабатываются, как правило, на основе постоянных магнитов из интерметаллических соединений с редкоземельными элементами типа SmCo_5 , обладающих значительной магнитной энергией, достигающей величины $100 \div 150 \text{ Тл} \cdot \text{кА/м}$. На рис. 4 показана конструкция ондулятора, изготовленная из набора самарий-кобальтовых пластин толщиной 2.5 мм, расположенных с периодом 5 мм. Там же показано распределение поперечной компоненты H_y магнитного поля вдоль траектории пучка. Максимальное значение H_y составляет 0.6 кЭ. Для плавного ввода электронного потока в канал ондулятора на его входе предусмотрены согласующие элементы, корректирующие углы влета электронов. Для улучшения качества фокусировки и повышения

плотности тока на переменную составляющую магнитного поля H_y накладывается постоянная составляющая H_0 .

Рассмотрим некоторые отличия используемой в эксперименте магнитопериодической фокусирующей системы (МПФС) от ондуляторов, применяемых обычно в релятивистских лазерах. Как правило, в релятивистских ЛСЭ амплитуда периодического движения электрона мала по сравнению с масштабом длины ондуляторного поля, что связано со значительным ростом его массы при больших значениях релятивистского фактора γ . Увеличение амплитуды отклонения электрона требует создания сильных магнитных полей. В зависимости от соотношения v_{\perp}/v_{\parallel} , определяющего степень поперечного движения электрона, МПФС называют либо ондулятором, либо виглером. В работе [1] для определения типа применяемой МПФС используют формулу:

$$\gamma_{\parallel}^2 = \frac{\gamma^2}{1+a_w^2},$$

$$\text{где } \gamma_{\parallel}^2 = \left(1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}\right)^{-1/2}; \quad \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2};$$

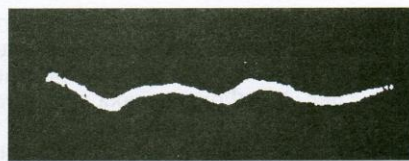
$$a_w = \gamma v_{\perp}/c.$$

Если $a_w < 1$, то магнитоэстатическое периодическое устройство называют ондулятором, при $a_w > 1$ – виглером. Если устройство работает как виглер, то выходной спектр излучения содержит много гармоник. Спектр ондулятора содержит только нечетные гармоники [1].

МПФС, используемую в данном эксперименте с нерелятивистским пучком, следует называть ондулятором, поскольку $v_{\perp}/v_{\parallel} < 1$. Кроме того, ее конструкция позволяет изменять в небольших пределах это соотношение, а следовательно и влиять на амплитуду периодического движения электрона.

Данные экспериментальных исследований показаны на рис. 5, а, б для двух случаев, когда соотношение $H_y/H_0=0.25$ и 0.5 , $H_0=1.2$ кЭ. Из рисунка видно, что с помощью этого соотношения можно управлять амплитудой поперечного движения электронного потока. Эксперименты выполнены на макете прибора с ондулятором при низких ускоряющих напряжениях с целью отработки механизма формирования электронного потока и управления параметрами траекторий движения.

Фотографии получены при давлении газа 10^{-5} мм рт. ст.



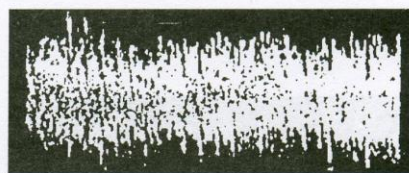
а)



б)

Рис. 5. Траектория электронного потока в ондуляторе: а) $u=3$ кВ, $i=20$ мА, $H_y/H_0=0.25$, $H_0=1.2$ кЭ; б) $u=3$ кВ, $i=20$ мА, $H_y/H_0=0.5$, $H_0=1.2$ кЭ

Излучательные свойства электронных потоков исследовались на измерительной установке с чувствительностью приёмной аппаратуры порядка 1 мВ/см. На рис. 6, а, б представлены осциллограммы спектров излучения для двух режимов: а) $u=3$ кВ, $i=10$ мА и б) $u=5$ кВ, $i=30$ мА.



а)



б)

Рис. 6. Осциллограммы спектров излучения пучка свободных электронов: а) $u=3$ кВ, $i=10$ мА, $H_y/H_0=0.25$; б) $u=5$ кВ, $i=30$ мА, $H_y/H_0=0.25$

Спектр излучения электронного потока, движущегося по криволинейной траектории, как видно из рисунка, имеет широкополосный шумовой характер с элементами слабой когерентности. Это связано с тем, что энергия электронов в этом диапазоне ускоряющих напряжений ещё очень мала и влияния периодичности ондуляторного движения электронов недостаточно для формирования спонтанно-когерентного излучения.

Заключение

Полученные предварительные экспериментальные результаты позволяют надеяться на создание низковольтных генераторных и усилительных устройств в диапазоне ускоряющих напряжений 30÷50 кВ. Повышение эффективности излучения таких устройств и улучшение свойств когерентности будет решаться путём использования высокодобротных резонансных структур и предварительной модуляции электронного луча на входе в ондулятор. Большие надежды возлагаются на использование высших гармоник циклотронной частоты.

Автор глубоко признателен профессорам Д. М. Вавриву, А. А. Булгакову, В. М. Яковенко за постоянный интерес к проводимым исследованиям, полезные советы и критические замечания.

Литература

1. Т. С. Маршалл. Лазеры на свободных электронах. Москва, Мир, 1987, 240 с.
2. В. Л. Гинзбург. Теоретическая физика и астрофизика. Москва, Наука, 1981, 365 с.
3. H. Motz. J. Appl. Phys. 1951, **22**, pp. 527-531.
4. H. Motz, W. Thon, R. N. Whitehorst. J. Appl. Phys. 1951, **24**, pp. 826-835.
5. R. M. Phillips. IRE Trans. Electron Devices. 1960, **ED-7**, No. 4, pp. 231-243.
6. А. М. Калмыков, Н. Я. Коцаренко, В. В. Кулиш. Изв. Вузов СССР. Радиоэлектроника. 1977, **20**, №10, с. 126-132.

7. V. V. Kulish, R. B. Kosel, F. G. Kailyuk. The Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1998, **9**, No. 1, pp. 33-41.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Теория поля. Москва, Физ.-мат. литература, 1960, 400 с.
9. С. Д. Гвоздовер. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Москва, Техничко-теоретическая литература, 1956, 527 с.
10. Физический энциклопедический словарь. Москва, Сов. Энциклопедия, 1984, 944 с.
11. А. В. Агафонов, А. Н. Лебедев. Лазеры на свободных электронах. Москва, Знание, Сер. "Физика", 1987, №12, 64 с.
12. Д. Дж. Роуз, М. Кларк. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. Пер. с англ. Москва, Наука, 1963, 325 с.

On a Possibility of Creating Low-Voltage Generators of Magnetic-Braking Radiation on Free Electron Beams

V. P. Yefimov

The concept of a relativistic laser on free electrons (FEL) is employed for obtaining magnetic-braking radiation from electron beams, moving along curving trajectories. In a range of small particle velocities (much less than the light speed) this concept could be realized with the radiation efficiency being substantially increased by considerable deformation of electron beam trajectory.