

P13-2009-130

М. Я. Чубарян

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТИ ЭНЕРГИИ
ВЫВЕДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
КОЛЬЦЕВОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРА
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Чубарян М. Я.

P13-2009-130

Использование части энергии выведенного электронного пучка
кольцевого ускорителя для создания лазера на свободных электронах

Обсуждается вопрос о возможности создания на базе синхротрона Ереванского физического института лазера на свободных электронах. Показана целесообразность конструирования ЛСЭ на выведенном пучке электронов в линейном режиме. Отмечено, что создание ЛСЭ не повлияет на проведение фундаментальных исследований на синхротроне как на самостоятельном инструменте, так как ЛСЭ требует лишь 10–15 % от исходной энергии выведенного электронного пучка.

Доказана необходимость создания ЛСЭ в длинноволновом — инфракрасном — диапазоне (от 2 мм до 0,760 мкм) с учетом финансовых и технико-производственных возможностей. Такой вывод следует также из требований фундаментальных и прикладных задач, предполагающих исследования с помощью электромагнитных волн инфракрасного диапазона. Приведен список возможных региональных потребителей ереванского ЛСЭ.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Chubaryan M. Ya.

P13-2009-130

The Use of Part of the Energy of the Extracted Electron Beam
from the Circular Accelerator for the Construction of a Free Electron Laser

The possibility of constructing the Free Electron Laser on the basis of Yerevan Physical Institute synchrotron is discussed. Advisability of constructing the FEL on the extracted electron beam in the linear mode is shown. It is noted that the construction of the FEL has no influence on carrying out fundamental investigations on the synchrotron as on an independent instrument because the FEL needs only 10–15% of the initial energy of the extracted electron beam.

The necessity of constructing the FEL is proved for the long-wave — infrared — range (from 2 mm to 0.760 μm), taking into account the financial and technical manufacturing capability. This conclusion also results from the requirements of fundamental and applied tasks that propose investigations by means of infrared electromagnetic waves. The regional users of Yerevan FEL are shown.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАДАЧИ

Синхротрон с энергией от 50 МэВ до 6 ГэВ возможно использовать в двух ипостасях — как остаточный электронный ускоритель и как лазер на свободных электронах (ЛСЭ), который предполагает решение большого количества физических задач в инфракрасном спектре электромагнитного излучения. Причем в качестве ускорителя на выведенном пучке он будет функционировать как полноценный инструмент для решения поставленных перед ним физических задач.

ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ — ЛСЭ

Спонтанное излучение электронов. Впервые вопрос об излучении релятивистских электронов волнообразной траектории изучил в 1947 г. В.Л. Гинзбург [1], который получил формулу излучателя — вигглера, связывающую длину волны излучения λ с периодом (шагом) вигглера ℓ и энергией электронов

$$\lambda \approx \frac{\ell}{2\gamma^2}, \quad (1)$$

где $\gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2} = \frac{E}{mc^2}$, u — скорость электрона.

Эта зависимость подтвердилась после исследований десятков действующих ЛСЭ. В более общем виде зависимость выглядит так:

$$\lambda = \frac{\ell(1 + \kappa^2)}{2\gamma^2} \quad (2)$$

для спирального ондулятора и

$$\lambda = \frac{\ell(1 + \kappa^2/2)}{2\gamma^2} \quad (2^*)$$

для линейного ондулятора. Здесь появляется постоянная κ , характеризующая режим работы вигглера:

$$\kappa = \frac{eB\ell}{2\pi mc}.$$

Когда $\kappa \gg 1$, тогда прибор является собственно вигглером — спектр широкий, излучение некогерентное.

Если $\kappa \ll 1$, то это ондулятор — синхротронное излучение интерферирует, спектр излучения узкий.

Для определения длины ℓ ондулятора с учетом пролета электрона под углом имеет смысл обратиться к формуле

$$\ell \sim \lambda \cdot \gamma^2. \quad (1^*)$$

Отметим, что формулы (1) и (1*) для ондулятора можно получить, если предположить, что волна ондулятора претерпевает томсоновское рассеяние на электронах и в результате образуется рассеянное излучение (это понятно, если рассматривается ситуация в системе покоя электрона).

Найдем частоту рассеянного излучения в лабораторной системе с помощью преобразования Лоренца. Частота поперечных колебаний электрона в системе покоя будет выглядеть так:

$$\omega'_0 = \gamma(\omega_s - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{v}), \quad (3)$$

где ω_s — частота рассеянного излучения. Учитывая, что $k = \omega_s/c$, а $k' = \omega'_s/c$ и выбирая угол θ между волновым вектором \mathbf{k} и \mathbf{v} ($\approx v_{\parallel}$) небольшим, а также учитывая, что $\beta_{\parallel} \cos \theta \leq 1$, $1 - \beta_{\parallel} \approx 1/2\gamma_{\parallel}^2$, а $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s$, находим

$$\lambda_s \approx \ell_0/2\gamma_{\parallel}^2. \quad (1^{**})$$

Изначально, как ранее говорилось, задача решалась для излучения единичного электрона. Если же рассматривать излучение большого количества электронов (например, излучение полностью однородного немодулированного пучка с волнообразной траекторией электронов), то излучения *неспонтанного* характера не будет, если суммирование производится по *невозмущенным* отдельным электронам пучка. Значит, суммарное полевое излучение отдельных несфазированных электронов обращается в нуль, так как когерентные волны от каждого электрона гасят друг друга из-за интерференции [2]. Об этом более подробно будет сказано ниже. Однако задача имеет положительное решение (суммарное неспонтанное излучение отлично от нуля), если пучок предварительно продольно модулирован на длине волны излучения. При этом условие излучения выглядит так:

$$\omega = \omega_0 + k_{\parallel} u, \quad (4)$$

где $\omega_0 = 2\pi u/\ell$ — частота поперечных осцилляций электрона. Очевидно, что в процессе излучения вследствие потерь энергии электроном условие (4) нарушается и для его сохранения требуется вдоль длины излучателя уменьшать шаг вигглера ℓ .

Справедливость формулы (4) следует из расчета работы, совершаемой монохроматической волной над равномерно прямолинейно движущимся электроном, при условии, что волна и электрон движутся в одном направлении [2]:

$$\begin{aligned}
 A_T &= e \int_{-T/2}^{T/2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{E}(z, t) dt \Big|_{z=u_{\parallel}t} = \\
 &= e \cdot u_{\parallel} \cdot E_{\parallel} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{2}{\omega - k_{\parallel}u_{\parallel}} \cdot \sin \left(\frac{\omega - k_{\parallel}u_{\parallel}}{2} \cdot T \right) \rightarrow \\
 &\quad \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \pi \cdot e \cdot u_{\parallel} \cdot E_{\parallel} \cdot \sin \varphi \cdot \delta(\omega - k_{\parallel}u_{\parallel}). \quad (5)
 \end{aligned}$$

Здесь u_{\parallel} — скорость электрона, направленная по оси Oz , E_{\parallel} — продольная компонента электрического поля, T — время взаимодействия электрона с волной, которое гораздо больше $2\pi/\omega$, φ — начальная фаза волны.

Из полученного выражения (5) для работы поля следует, что работа отлична от нуля, если E_{\parallel} отлична от нуля, работа поля положительна или отрицательна в зависимости от фазы поля волны φ и, наконец, работа совершается ($A_{\infty} \neq 0$) только при реализации «черенковского резонанса» — $\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel}u_{\parallel}$, когда δ -функция не равняется нулю. Мы к этому вернемся.

Если электрон под действием внешних сил (например, электромагнитных) совершает кроме продольных поперечные, осциллирующие движения, то он тем самым представляет из себя еще один источник излучения в виде летящего в л. с. осциллятора.

Работа *поперечной* циркулярно-поляризованной электромагнитной волны будет аналогична выражению (5)

$$A_{\infty} = \pi \cdot e \cdot u_{\perp} \cdot E_{\perp} \cdot \sin \varphi \cdot \delta \left(\omega - k_{\parallel} \cdot u_{\parallel} \pm \frac{\omega_H}{\gamma} \right), \quad (6)$$

где ω_H — электронная циклотронная (синхротронная) частота. Но при этом условие излучения будет, очевидно, иным:

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} \cdot u_{\parallel} \pm \frac{\omega_H}{\gamma}.$$

Если рассматривать пучок электронов как *независимый* поток электронов, а поле — как произвольно поляризованное, имеющее произвольное направление, условие излучения будет

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} \cdot u_{\parallel} \pm n \cdot \frac{\omega_H}{\gamma}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

Это условие магнитотормозного циклотронного или синхротронного (при больших n) излучения. Если электрон осциллирует во внешнем поле с частотой ω_0 , то, вообще говоря, условие *спонтанного ондуляторного* излучения будет таким:

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel}u_{\parallel} \pm n\omega_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4^*)$$

Это обобщенное условие излучения (4), которое выполняется, например, при *наличии ондуляторного поля*.

Дальнейшее развитие идеи требует рассмотрения движения электрона в периодически неоднородной системе по пути его следования. Работа поля при этом будет выглядеть так:

$$A_{\infty} = \pi e u_{\parallel} E_{\parallel} \sin \varphi \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \delta(\omega - k_{\parallel}u_{\parallel} - n\chi u_{\parallel}),$$

где E_{\parallel} — продольная электрическая компонента поля, $2\pi/\chi$ — пространственный период неоднородности системы (например, вигглер создает периодическую неоднородность системы, через которую пролетает электрон). Соответствующее условие спонтанного излучения электрона в периодически неоднородных системах будет таким:

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel}u_{\parallel} \pm n\chi u_{\parallel}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

В ондуляторе электрону приходится сталкиваться с двумя полями: с внешним полем (магнитным полем ондулятора) и с полем, создаваемым самими электронами (с полем пространственного заряда электронов). Следовательно, надо рассмотреть взаимодействие электрона с двумя полями одновременно. Эти эффекты, надо полагать, — эффекты второго порядка в отличие от спонтанного черенковского излучения. Положим

$$E_{\parallel} = E_{\parallel 1} \sin(\omega_1 t - k_{\parallel 1} z + \varphi_1) + E_{\parallel 2} \sin(\omega_2 t - k_{\parallel 2} z + \varphi_2)$$

и для независимого понимания эффектов второго порядка освободимся от эффектов первого порядка, а именно от черенковского излучения, приняв следующее условие: $\omega_{1,2}t - k_{\parallel 1,2}u \neq 0$. Анализируя работу, совершенную двумя заданными полями над электроном, приходим к одному из условий комбинированного резонанса [2]:

$$[\omega_1(k_{\parallel 1}) - k_{\parallel 1}u_{\parallel}] \mp [\omega_2(k_{\parallel 2}) - k_{\parallel 2}u_{\parallel}] = 0. \quad (9)$$

Это условие средни условию спонтанного излучения электроном волны с частотой ω_1 , одновременно совершающим определенное движение в поле волны

с частотой ω_2 . Или для периодически неоднородного поля, где предстоит двигаться электрону, имеем

$$[\omega_1(k_{\parallel 1}) - k_{\parallel 1}u_{\parallel}] \mp [\omega_2(k_{\parallel 2}) - k_{\parallel 2}u_{\parallel} - n\chi u_{\parallel}] = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Теперь мы подготовили почву для рассмотрения вопроса о вынужденном излучении пучка электронов.

Вынужденное излучение электронов. Если резюмировать изложенное выше, то ненулевое, спонтанное излучение электронов возникает тогда, когда совпадают частота волны излучения движущегося со скоростью u_{\parallel} электрона с частотой колебаний суммарного поля, созданного электронами пучка или их гармониками. Если речь идет о пучке электронов, то необходимо рассматривать взаимодействие электронов между собой с точки зрения воздействия излучения одного электрона на поведение других электронов. Генерированное таким образом излучение электрона влияет на движение других электронов. В итоге возникает вынужденное излучение электронов в пучке, причем условие возникновения резонанса, при котором возникает искомое излучение, таково: $(\omega - k_{\parallel}u_{\parallel})$ совпадает с собственной частотой электрона ω_e .

Если не учитывать взаимодействие электронов между собой в пучке, то в случае монохроматического поля и при суммировании излучений одной длины волны (при других предположениях результат будет тот же самый) получим

$$A_{\infty} = \pi e u_{\parallel} E_{\parallel} \delta(\omega - k_{\parallel}u_{\parallel}) \sum_i \sin \varphi_i,$$

где φ_i — фаза поля волны по отношению к i -му электрону. Так как при немодулированном пучке фазы поля волны распределены равномерно в интервале $[0, 2\pi]$, то $\sum_i \sin \varphi_i$ тождественно обращается в нуль. И, как следствие, $A_{\infty} = 0$. Вспомним историю спонтанного излучения независимых друг от друга электронов.

*В итоге приходим к очевидному выводу — чтобы получить ненулевое когерентное излучение, необходимо учесть воздействие поля волны излучения на каждый электрон пучка. В свою очередь, под обратным действием суммарного поля электронов меняются фазы поля волны φ_i , что приводит к самосогласованности полей и к фазировке электронов в поле волны. И, как следствие, излучение при этом становится **вынужденным и когерентным!***

К примеру, условие резонанса вынужденного коллективного черенковского эффекта в периодических структурах записывается в виде

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel}u_{\parallel} + n\chi u_{\parallel} \pm \Omega_b, \quad (10)$$

где Ω_b — частоты плазменных колебаний пучка, n — число электронов в пучке (электроны, взаимодействующие с полем — ср. с (8)).

При увеличении плотности пучка электронов и при наличии внешнего поля условие резонанса будет немного иным (ср. с (4*)):

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel}u_{\parallel} + n\omega_0 \pm \Omega_b, \quad (10^*)$$

где ω_0 — частота осцилляций электрона во внешнем поле.

При движении холодного электронного газа (пучок является холодным газом, так как в нем практически отсутствует относительное движение электронов ($u_{e_i} \ll u_{\parallel}$)) естественно проявляется доплеровский сдвиг по отношению к полю ондулятора. Причем доплеровский эффект между волнами проявляется как в системе покоя пучка, так и в лабораторной системе!

Для выяснения этого вопроса рассмотрим *дисперсионное уравнение* распространения электромагнитной волны через электронный сгусток или наоборот. При этом учтем, что при нулевом магнитном поле волны пучка (коллективное движение сгустка электронов) бывают двух видов: электромагнитные волны ($\nabla \cdot E = 0$) и электростатические волны ($\nabla \times E = 0$). Для электромагнитных волн имеем

$$\omega^2 = k^2c^2 + \omega_p^2, \quad (11)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi ne^2/\gamma m$ — релятивистская ленгмюровская плазменная частота колебаний электронов, возникающая под действием электростатических полей. С помощью уравнения (11) определим показатели преломления среды:

$$\mu = \left(1 - \omega_p^2/\omega^2\right)^{1/2}. \quad (12)$$

Проанализировав (11) и (12), видим, что, во-первых, μ не может быть больше единицы, что очевидно, во-вторых, частота оптической волны должна удовлетворять условию $\omega > \omega_p$, что тоже очевидно, и, в-третьих, при $\mu < 1$ *фазовая скорость электромагнитных волн больше, чем скорость света.*

Отметим, что при прохождении оптической волны через однородное магнитное поле (например, через поле ондулятора) оптическая волна в направлении поля может распространяться в двух модах — правополяризованной и левополяризованной.

Для электростатических волн холодного однородного газа имеем

$$\omega = \omega_p. \quad (13)$$

В этом случае наличие однородного внешнего магнитного поля приводит к появлению колебательных движений электронов, параллельных силовым линиям поля. Так как пучок электронов (электронный газ) имеет определенный разброс, необходимо определить границу коллективного состояния

пучка. В случае разброса скоростей электронов дисперсионное уравнение будет выглядеть так:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2v_T^2,$$

где $v_T (v_T^2 = T/m)$ — тепловая скорость электрона. В случаях больших k фазовая скорость электронов (сгустка) уменьшается и приближается к тепловой скорости v_T . А граница коллективности пучка определяется дебаевским волновым числом $k_D (k \approx k_D)$ или дебаевским радиусом экранирования $\lambda_D (\lambda \approx \lambda_D)$, причем $\lambda_D \equiv v_T/\omega_p$.

Знак « \pm » в (10) и (10*) возникает при появлении осцилляции электронов или поля пространственного заряда пучка. Проанализируем физический смысл этого явления.

Для электронного газа (пучка), движущегося, например, в поле ондулятора, доплеровский сдвиг между волнами имеет место как в системе покоя, так и в лабораторной системе, как выше было сказано. Это обусловлено тем, что в системе покоя электронов на них надвигается поле, а в лабораторной системе — наоборот. Так что с точки зрения подбора системы наблюдения задача симметрична, хотя решения немного отличаются. Преобразуя уравнение (13) с учетом доплеровского сдвига в системе покоя электронов (согласно преобразованию (3)) с углом рассеяния поля $\theta \rightarrow 0$, имеем для частоты поля

$$\omega = k_z v \pm \omega_p/\gamma. \quad (14)$$

Напомним, что $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2/\gamma m}$ — релятивистская частота колебаний электронов в плазме под действием электростатических (кулоновских) полей. Соответственно, фазовые скорости этих полей получаются такими:

$$v_F = \frac{\omega}{k_z} = v \cdot \left(\frac{\omega}{\omega \mp \omega_p/\gamma} \right). \quad (15)$$

Отсюда видно, что образуется *медленная волна*, которая уступает в скорости электрону, и *быстрая волна*, которая движется быстрее, чем электрон. На рис. 1, а показаны линии медленной и быстрой волн пространственного заряда и линия скорости света согласно (15). Исследуя эти графики, приходим к выводу, что быстрая волна пространственного заряда может пересекать линию скорости света, тем самым убеждаемся в том, что они (волна и свет) движутся синхронно со сдвигом фаз, который можно ликвидировать. Однако, как ни печально, быстрая волна не может получать энергию от электрона, чтобы усилиться, так как электрону неоткуда брать энергию после ускорителя (в ондуляторе электрон не получает энергию), а имеющуюся кинетическую энергию электрона невозможно передать нарастающей по скорости быстрой волне пространственного заряда.

Для медленной волны пространственного заряда имеем другую картину — электрон по той или иной причине может терять энергию (в частности, передавать часть своей кинетической энергии волне), замедляться и синхронизироваться с медленной волной. Отсюда следует очевидный вывод: медленная волна пространственного заряда не является устойчивым возмущением пучка в отличие от быстрой волны. Но и при этом излучение не происходит, так как медленная волна не пересекает линию света (см. рис. 1, а), не достигается синхронизм между электромагнитными и медленными электростатическими волнами пучка.

Именно с помощью ондулятора и решается эта проблема — проблема синхронизации электромагнитной волны и медленной электростатической волны электронного пучка. Для медленной волны в системе покоя электрона при наличии поля ондулятора уравнение (13) будет выглядеть так:

$$\omega' = k_0'v - \omega_p.$$

Учитывая доплеровский сдвиг для медленной волны пространственного заряда в присутствии ондулятора, имеем (ср. с (14))

$$\omega = (k_z + k_0)v - \omega_p/\gamma = k_zv + \boxed{k_0v} - \omega_p/\gamma.$$

Мы выделили прямоугольной рамкой сдвиг частоты волны пространственного заряда в формуле, и этот же сдвиг на рис. 1, б выделен на оси ординат

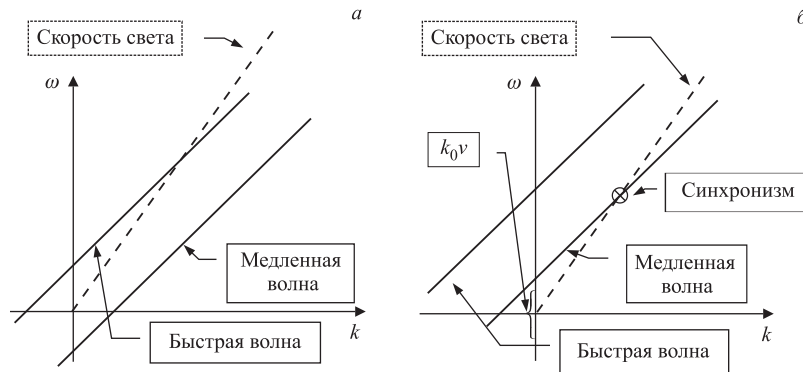


Рис. 1. Поведение линии фазовых скоростей волны (сплошные линии) пространственного заряда электронного пучка (быстрого и медленного) и линии скорости света (штриховые линии) без ондулятора (а), при наличии ондулятора (б)

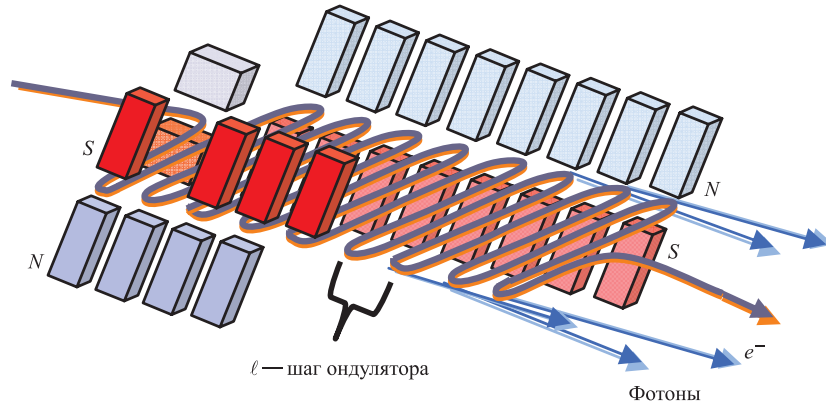


Рис. 2. Конструкция ондулятора в общем виде и принцип его работы

скобкой. При пересечении линии фазовой скорости медленной волны пространственного заряда с линией скорости света частота рассеянного излучения ω_S с использованием дисперсионного уравнения $\omega_S = k_{SC}$ и приближения $2\gamma_{\parallel}^2 \approx (1 - \beta_{\parallel})^{-1}$ будет такой:

$$\omega_S = k_{SC} = 2\gamma_{\parallel}^2(k_0\beta c - \omega_{\parallel}/\gamma). \quad (16)$$

Полученное уравнение (16) для частоты излучения является уравнением трехволнового ЛСЭ.

На рис. 2 изображена принципиальная схема работы ондулятора.

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ЛСЭ

На практике эффективность и когерентность излучения достигается в ондуляторных генераторах, где с помощью зеркал отражается излучение с торцов и осуществляется обратная связь в системе благодаря тому, что электроны пучка попадают в поле собственного излучения и, как следствие, начинают вынужденно излучать, когерентно и высокоэффективно. Но особо отметим, что при относительно больших энергиях пучка (> 10 МэВ) и достаточной его плотности необходимость в зеркалах отпадает, так как обратная связь осуществляется через пространственное зарядовое поле волны пучка!

На рис. 3 показана зависимость длины волны генерируемого излучения в установках ЛСЭ от энергии пучка электронов ускорителя.

Эта зависимость (если представить ось X логарифмически, то кривая зависимости превратится в прямую линию) получена на основе функциониро-

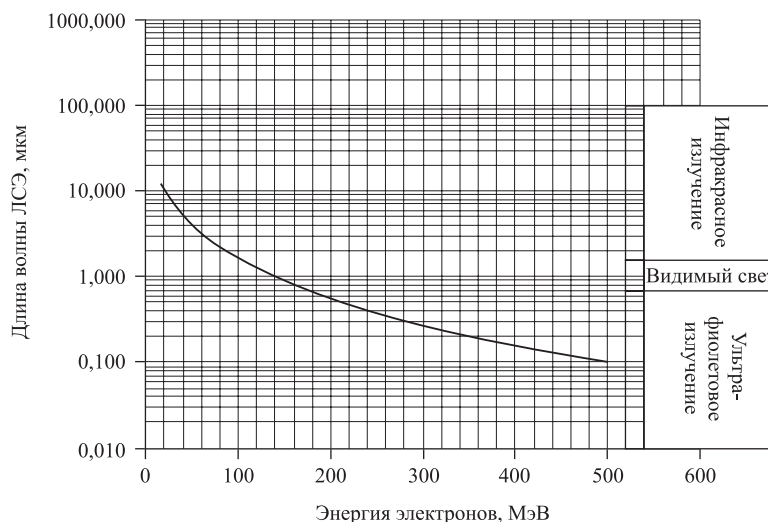


Рис. 3. Зависимость длины волны ЛСЭ от энергии электронов

вания нескольких десятков реально существующих в мире ЛСЭ. Виден охват ЛСЭ широкого диапазона частот в спектре электромагнитного излучения (на самом деле, реально добиться охвата от конца ультракороткого до начала рентгеновского спектра). Отметим, что ЛСЭ называют также рентгеновским лазером. Работать в видимом диапазоне спектра ЛСЭ нецелесообразно, так как *на сегодня (!)* обычные лазеры обладают неоспоримыми преимуществами по всем параметрам.

В длинноволновой области спектра сейчас успешно работает множество ЛСЭ, и механизмы работы достаточно хорошо исследованы. Что касается коротковолнового диапазона, то здесь есть определенные трудности, которые в принципе преодолимы. В частности, для генерации излучения в коротковолновом диапазоне требуется высокая плотность электронных пучков для обеспечения усиления $G \gg 1$ [4] (G — коэффициент, или параметр, усиления).

В целом же для ЛСЭ необходимы специальные электронные пучки, которые должны обладать следующими свойствами:

- малым (σ_E/E) энергетическим разбросом электронов;
- малым эмиттансом;
- высоким импульсным током;
- ограниченной снизу длительностью микроимпульсов тока;

Таблица 1. Характеристики электронных ускорителей для ЛСЭ

Ускоритель	E , МэВ	σ_E/E , %	I_{\max} , А	f , Гц
Сверхпроводниковый ускоритель SCA, Стэнфорд	80–120	0,01–0,05	4	10
Линейный ускоритель Лос-Аламосской лаборатории	10–20	1	35–65	1
Линейный ускоритель «Факел», Москва	60	5	10	100
Накопительное кольцо SXRC, Стэнфорд	1200	0,06	270	$2 \cdot 10^7$
Накопительное кольцо Super ACO, Орсе	400	0,03	50	$4,8 \cdot 10^6$
Накопительное кольцо NSLS, Брукхейвен	350–500	1,5	110	$5,9 \cdot 10^6$
Новосибирский ЛСЭ	≤ 12	0,5	20	$5,6 \cdot 10^6 - 22,4 \cdot 10^6$

- большой длительностью макроимпульсов тока;
- стабильностью параметров электронного пучка в течение макроимпульсов тока;
- большой энергией в импульсах тока.

Очевидно, что решение задачи по созданию ЛСЭ, где ускоритель является неотъемлемой частью всего комплекса, можно получить при наличии *функциональной зависимости* между перечисленными выше свойствами. В табл. 1 приведены четыре характеристики нескольких успешно работающих ускорителей для ЛСЭ (см., например, [4]).

Особо отметим требование к энергетическому разбросу пучка σ_E/E ($\Delta E/E$), который на линейных ВЧ-ускорителях составляет 1% в области энергий ~ 50 МэВ. Это больше, чем требование для ЛСЭ с большим числом периодов в ондуляторе ($N > 50$). В этом случае необходимо использовать метод *энергетической компрессии* электронного пучка, что обеспечит улучшение этой характеристики от одного порядка до двух и более [6, 7]!

ЛСЭ, созданный на базе ереванского синхротрона, принципиально будет способен работать как в длинноволновых диапазонах (300 мкм ($\sim 0,004$ эВ)–0,76 мкм ($\sim 1,58$ эВ)), так и в коротковолновых (до середины ультрафиолетового) диапазонах (0,4 мкм (~ 3 эВ)–0,01 мкм (~ 120 эВ) и короче). Характеристики ереванского ускорителя (табл. 2) подтверждают вышесказанное.

Таблица 2. Характеристики ереванского синхротрона

Энергия пучка	Импульс в секунду	Электронов в пучке	Инжектор		Средняя мощность
			Энергия	Ток	
max = 6,1 ГэВ min = 50 МэВ рабочая ~ 2 ГэВ	50	до 10^{12} В рабочем режиме $> 10^{10}$	50 МэВ	170 мА	1,9 МВт
Диаметр кольца	ВЧ-система			Экспериментальные возможности	
	Частота	Прирост энергии	Максимальная мощность	Площади под эксперименты	Рабочая мощность
69 м	133 МГц	720 кэВ/об.	520 кВт	$> 1000 \text{ м}^2$	От 0,07–2 МВт

На рис. 4 показаны типы ускорителей, обеспечивающие соответствующие длины волн излучения ЛСЭ. В этом ряду отмечена область излучения первой очереди планируемого ереванского ЛСЭ.

Учитывая возможности синхротрона ЕрФИ и экономическую ситуацию, считаем целесообразным в первую очередь соорудить длинноволновый ЛСЭ. В настоящее время появилось большое количество как фундаментальных, так и прикладных задач, для изучения и решения которых требуется электромагнитное излучение в частотном диапазоне 0,1–15 ТГц, что соответствует длине волны излучения 300–20 мкм (см. табл. 3). Согласно формулам (1*), (1**) ондулятор с шагом $\ell \approx 10 \text{ см}$, генерирующий *длинноволновое* излучение, по

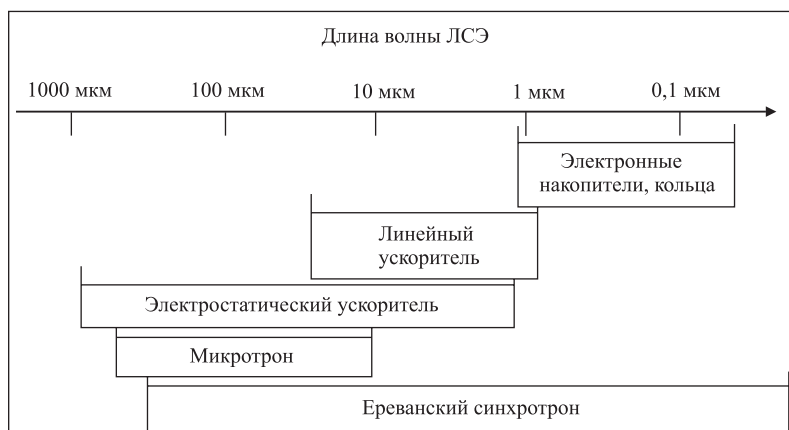


Рис. 4. Диапазон длин волн ЛСЭ и соответствующие ускорители

Название диапазона		Длина волны	Энергия, эВ	Частота, Гц	Источники
Радиоволны	От длинных до коротких	От 10 км до 10 м	От $1,2 \cdot 10^{-10}$ до $1,2 \cdot 10^{-7}$ эВ	От 30 кГц до 30 МГц	Атмосферные явления. Переменные токи в проводниках и электронных потоках (колебательные контуры)
	Ультра-короткие	10 м–2 мм ($2 \cdot 10^3$ мкм)	От $1,2 \cdot 10^{-7}$ до $0,6 \cdot 10^{-4}$	30 МГц–15 ГГц	
От 1 мм ($1,24 \cdot 10^{-3}$ эВ)					
Область энергии, наиболее интересная для проекта ЛСЭ ЕрФИ на август 2009 г.	Инфракрасное излучение	$2 \cdot 10^3$ –0,760 мкм	От $0,6 \cdot 10^{-4}$ до 1,58 эВ	15 ГГц–380 ТГц	Излучение молекул и атомов при тепловых и электрических воздействиях
Оптическое излучение	Видимое излучение	0,76–0,4 мкм	От 1,58 до 3,0 эВ	380–725 ТГц	
Второй этап развития ереванского ЛСЭ от 3–420 эВ до 10 кэВ (рентген)	Ультра-фиолетовое	0,4–0,01 мкм	От 3 эВ до 120 эВ	$7,25 \cdot 10^{14}$ – $2,9 \cdot 10^{16}$ Гц	Излучение атомов под воздействием ускоренных электронов
	Рентгеновское	0,01– $5 \cdot 10^{-6}$ мкм	От 100 эВ до 240 кэВ	$2,9 \cdot 10^{16}$ – $5,9 \cdot 10^{19}$ Гц	
Ионизирующее электромагнитное излучение	Гамма	Менее $5 \cdot 10^{-6}$ мкм	От 200 кэВ до 10^{14} эВ на 08.2009 г.	Более $5,9 \cdot 10^{19}$ Гц	Ядерные и космические процессы, радиоактивный распад

длине будет в пределах от 2 до 10 м в зависимости от длины волны излучения и от энергии электронов.

На рис. 5 приведена блок-схема кольцевого синхротрона, предположительно ереванского, работающего как в качестве ускорителя на выведенном пучке, так и в качестве ЛСЭ.

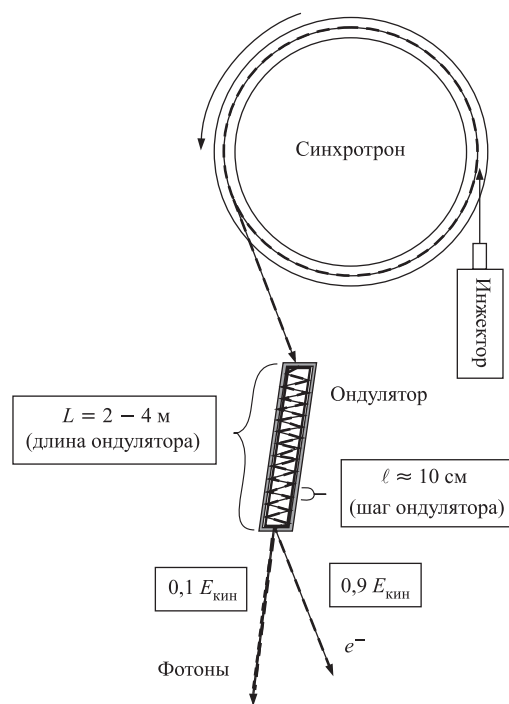


Рис. 5. Условная блок-схема ереванского ЛСЭ. Представлен ондулятор ЛСЭ, излучающий в длинноволновом (инфракрасном) диапазоне

ПРИМЕНЕНИЕ ЛСЭ

Интерес к низкочастотным ЛСЭ обусловлен тем, что терагерцевое излучение обладает следующими уникальными свойствами:

- плавная перестройка частоты излучения ЛСЭ;
- в диапазоне энергий 0,04–0,004 эВ излучение не ионизирующее;
- из-за резкого подавления рэлеевского рассеяния (σ_R -сечение)

$$\left(\begin{array}{l} \sigma_R \sim (\nu/\nu_0)^4, \quad \nu \ll \nu_0, \\ \nu \text{ — частота рассеиваемого луча,} \\ \nu_0 \text{ — собственная частота рассеивателя} \end{array} \right)$$

излучение проходит через непрозрачную (мутную) среду, мелкодисперсные материалы;

- энергетический спектр такого излучения совпадает с вращательным спектром молекул, частота колебаний совпадает с частотой колебаний коллективных мод ДНК и белков!
- длительность импульса ЛСЭ можно настраивать на время, меньшее времени релаксации молекул;
- это область водородных связей, вандерваальсовых сил межмолекулярного взаимодействия;
- фотоны терагерцевого излучения перекрывают энергетическую щель сверхпроводников;
- это область энергий, где начинается нанотехнология, где ЛСЭ может выступать как в качестве тестирующего и контролирующего инструмента, так и в качестве конструктора!

Перечисленные свойства терагерцевого излучения позволяют решать ряд чрезвычайно актуальных прикладных задач.

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЛСЭ

1. Физико-химические исследования.
2. Биологические исследования.
3. Молекулярная спектроскопия.
4. Медико-биологические исследования.
5. Спектроскопия, интроскопия.
6. Физика твердого тела.
7. Нанотехнология.

Физико-химические исследования

- Использование ТГц-излучения ЛСЭ для распознавания химических веществ. В частности, в криминалистике.
- Длительность импульса ЛСЭ может быть меньше времени релаксации молекул, следовательно, можно с высокой точностью контролировать химические процессы с участием выделенных связей. Нанотехнологические аспекты химических процессов.
- Изучение химических цепных реакций с лазерным возбуждением, когда фотодиссоциация одной молекулы будет приводить к образованию большого числа других и приблизит объем получаемой продукции к промышленным масштабам!

- Широкая перестройка частоты и высокая эффективность делает реальным лазерное (ЛСЭ) разделение и обогащение изотопов!
- В ИК-диапазоне (~ 100 мкм) в энергетической области фотонов, где $E_\gamma \sim kT$, излучение ЛСЭ можно использовать для исследования низкоэнергетических вандерваальсовых состояний.

Биологические исследования

- Исследования влияния терагерцевого излучения на биологические объекты в целом как на проводников электромагнитного излучения.
- Изучение абляции биологических объектов и минеральных материалов.
- С помощью абляции возможно осуществление сравнительного анализа биочипов разного производства.
- Изучение спектров поглощения биологических макромолекул.

Молекулярная спектроскопия

- Изучение спектра газов.
- Изучение прохождения ТГц-излучения через атмосферу, туман и воздух, содержащие водяные капли.
- Дистанционное зондирование верхних слоев атмосферы (на высотах 100–500 км) методами резонансной флуоресценции.
- Исследования свойств пламени.

Медико-биологические исследования

- Изучение изменений структуры ДНК, белков под воздействием квантов с учетом того факта, что энергия водородных связей молекул сопоставима с энергией квантов (120 мкм (0,01 эВ)–240 мкм (0,005 эВ)) луча ЛСЭ.
- Изучение зависимости абляции биологических макромолекул от размеров молекул и спектра поглощения.
- Изучение свойств клеточных мембран.
- Изучение информационного (специфические электромагнитные сигналы) обмена между идентичными (своими) и неидентичными (чужими) молекулами!!!

Спектроскопия, интроскопия

- Изучение методом спектроскопии и спектрально-селективной интроскопии неорганических и органических веществ, а также биологических материалов и объектов.
- Терагерцевая радиоскопия конденсированных сред, теневых и голографических систем.

ОРГАНИЗАЦИИ, ЗАИНТЕРЕСОВАННЫЕ В ЕРЕВАНСКОМ ЛСЭ

Целесообразно рассматривать ереванский ЛСЭ как *региональную* базу для исследований электромагнитного взаимодействия фотонов с веществом в инфракрасном и рентгеновском диапазонах спектра. В первом приближении можно рассмотреть следующих региональных потребителей ЛСЭ.

Россия

1. ОИЯИ, Дубна

1) *Нанотехнология.* 2) *Биотехнология.* 3) *Онкология.* 4) *Изучение свойств твердых тел.*

2. Университеты и профильные институты Южного административного округа (Ростовская область, Краснодарский край)

1) *Биохимия.* 2) *Биофизика.* 3) *Онкология.*

Армения

1. Институт молекулярной биологии (молекулярно-клеточной биологии).
2. Институт биохимии им. Г. Х. Бунатяна.
3. Армянская сельскохозяйственная академия.
4. Институт прикладных проблем НАН Армении.
5. Ереванский государственный университет.
6. Инженерный университет.
7. Институт прикладных проблем НАН Армении.

Для примера приведем круг интересов одного этого института:

— *взаимодействие электромагнитного излучения (мессбауэровского, оптического, рентгеновского, СВЧ) и элементарных частиц (нейтроны, электроны, позитроны) с твердыми телами в присутствии внешних возбуждений (акустические волны, температурные градиенты, электрические, магнитные и электромагнитные поля);*

— *управление параметрами высокотемпературной плазмы посредством акустических полей;*

— *развитие теории катастроф для описания фазовых переходов в физических системах в присутствии внешних возбуждений (акустические волны, температура и электромагнитные поля);*

— *влияние внешних факторов (давление, акустические волны, электрические и магнитные поля) на физические, электрофизические и контактные свойства материалов (полупроводники, полупроводниковые гетерогенные связи, высокотемпературные сверхпроводники, жидкие кристаллы);*

— обратные задачи в спектроскопии твердого тела, акустика, материаловедение, информационный обмен между биологическими объектами.

8. Институт химической физики им. А. Б. Налбандяна.
9. Научный центр онкологии.
10. Центр микробиологии и депонирования микроорганизмов.
11. ИИИ биотехнологии МЭ РА.

Грузия

ТГУ, НАН Грузии.

- 1) Биохимия. 2) Биофизика. 3) Онкология.

Иран

Университеты и профильные институты.

- 1) Биотехнологии. 2) Химия, биохимия. 3) Биофизические проблемы.
- 4) Вопросы онкологии.

Сирия

Университеты и профильные институты.

- 1) Биотехнологии. 2) Химия, биохимия. 3) Биофизические проблемы.
- 4) Вопросы онкологии.

Благодарности. В заключение считаю необходимым выразить глубокую благодарность С. И. Тютюнникову за предоставленную возможность заняться проблемами лазерного ускорения и вопросами, связанными с ЛСЭ.

Особо хочется отметить участие С. Н. Седых и А. К. Каминского в обсуждениях и поблагодарить за проявленное ими пристальное внимание к работе и ценные замечания.

Выражаю искреннюю благодарность сотрудникам ускорительного отдела ЕрФИ В. Никогосяну (начальнику отдела), М. Петросяну (зав. лабораторией) и Э. Газазяну за подробное обсуждение проекта и проявленный интерес к этой, надеюсь, в дальнейшем совместной работе.

Невозможно не выразить признательность Г. Гулканяну за поддержку и понимание!

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1947. Т. 11. С. 1932; Докл. АН СССР. 1947. Т. 56. С. 145.
2. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // УФН. 1987. Т. 152. С. 285; Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.

3. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Вынужденное излучение сильнооточных релятивистских электронных пучков // УФН. 1987. Т. 152, вып. 2.
4. Варфоломеев А. А. Экспериментальные исследования ЛСЭ. Обзор. М.: ЦНИИ атоминформ, 1987.
5. Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987.
6. Adamski J. L. et al. Accelerator Technology for a High Power Short Wavelength FEL // Proc. SPIE. 1984. V. 453. P. 59–64.
7. Adamski J. L. et al. The Boeing 120 MeV RF linac for FEL research // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V. 32, No. 5. P. 3397–3399.

Получено 28 августа 2009 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 14.09.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,62. Тираж 305 экз. Заказ № 56708.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/