

Генерация жестких квантов в перекрестном желобковом резонаторе лазера на свободных электронах

Ф.Ф.Барышников, В.В.Перебейнос, Н.В.Чебуркин

Предложен и обсужден новый подход к генерации мощного перестраиваемого жесткого излучения в перекрестном желобковом резонаторе (ПЖР) лазера на свободных электронах. Гамма-кванты генерируются при обратном комптоновском рассеянии внутрирезонаторного излучения на электронном пучке лазера на свободных электронах с ПЖР. Использование ПЖР позволяет существенно повысить внутрирезонаторную мощность и, тем самым, мощность гамма-излучения, а также решить проблему вывода жесткого излучения, устранив неизбежные ранее потери в толще зеркала резонатора.

Ключевые слова: гамма-кванты, перекрестный желобковый резонатор, лазер на свободных электронах.

1. Введение

Для различных приложений необходим когерентный, перестраиваемый по частоте источник гамма- и рентгеновских квантов. Такие источники могут найти применение при проведении исследовательских работ в физике твердого тела, ядерной физике, в медицине для диагностических целей (томография) и для прецизионного облучения опухолей, поскольку когерентное излучение легче фокусируется, что приводит к локальному выделению энергии в нужной области.

В работах [1, 2] впервые была проанализирована возможность генерации когерентного гамма- и рентгеновского излучения при обратном комптоновском рассеянии лазерных квантов на пучке релятивистских электронов. При $\gamma \gg 1$ длина волны жесткого излучения [3]

$$\lambda_X \approx \frac{\lambda_{\text{las}}}{4\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2), \quad (1)$$

где λ_{las} – длина волны лазерного излучения; γ – энергия электронов в единицах mc^2 ; m , c – масса электрона и скорость света соответственно; θ – угол наблюдения, отсчитываемый от направления движения электронного пучка. Примечательна сильная зависимость длины волны излучаемых квантов от энергии электронов, что позволяет получать коротковолновые кванты даже при умеренно релятивистском пучке. Так, полагая, что $\lambda_{\text{las}} = 1$ мкм, а $\gamma = 100$, получим в направлении строго назад ($\theta = 0$) $\lambda_X = 0.025$ нм, что соответствует энергии рентгеновских квантов порядка 50 кэВ.

В работе [4] для генерации перестраиваемых по частоте гамма-квантов впервые было предложено использовать внутрирезонаторное обратное комптоновское рассеяние излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ) на собственном электронном пучке. Жесткое излучение при этом не только может перестраиваться по частоте в

широком диапазоне, но и является поляризованным. Для длины волны излучения гамма-квантов имеем следующее выражение, обобщающее формулу (1) (основные идеи и соотношения, касающиеся теории ЛСЭ, см. в [5]):

$$\lambda_X \approx \frac{L}{8\gamma^4} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) (1 + \gamma^2 \theta^2), \quad (2)$$

где L – период ондулятора; $K \sim H$ – ондуляторный параметр; H – магнитное поле ондулятора.

Был проведен ряд демонстрационных экспериментов, подтвердивших основные теоретические оценки. Остановимся подробнее на одном из последних экспериментов подобного рода [6], в котором использовался ЛСЭ инфракрасного диапазона с возможностью перестройки длины волны в диапазоне 3.5–7.0 мкм. Пиковый ток линейного ВЧ ускорителя в электронном микроимпульсе длительностью 8 пс был равен 100 А. Микроимпульс длительностью 11 мкс состоял из микроимпульсов, разделенных интервалом 16 нс; при этом в оптическом резонаторе длиной 4.8 м помещалось два микроимпульса электронного и, соответственно, светового пучков. Столкновение электронного ($\gamma \approx 100$) и обратного светового микроимпульсов в центре резонатора приводило к генерации рентгеновских квантов с энергией в диапазоне 7–14 кэВ.

Для уменьшения поглощения жесткого излучения одно из зеркал резонатора изготавливалось из бериллия, причем центральная площадка зеркала, диаметр которой составлял 12 мм, утончалась до 1.7 мм. С целью уменьшения потерь ИК излучения поверхность бериллиевого зеркала дополнительно покрывалась слоем золота толщиной около 100 мкм.

Выполненный в [6] расчет с использованием приведенных параметров дает следующее число квантов жесткого излучения: 4×10^2 для микроимпульса, 2×10^5 для макроимпульса. При частоте повторения макроимпульсов 25 Гц скорость генерации квантов составляет 5×10^6 с⁻¹.

Экспериментальные результаты, полученные в работе [6], оказались примерно на порядок ниже приведенных данных, что, по мнению авторов [6], связано главным

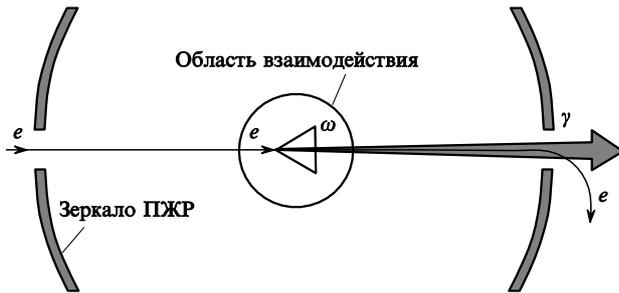


Рис.1. Особенности генерации жестких квантов в ПЖР лазера на свободных электронах.

образом с уменьшением внутрирезонаторной интенсивности вследствие повреждения золотого покрытия мощным ИК излучением (потери на проход доходили до 6%), а также с частичным поглощением жестких квантов в зеркале резонатора. Кроме того, при длительной работе неизбежной становится дополнительная деградация поверхности зеркала в результате жесткого излучения в области максимума лазерного поля, что еще больше увеличит внутрирезонаторные потери.

В настоящей работе (см. также [7]) в качестве оптического резонатора лазера на свободных электронах предложено использовать перекрестный желобковый резонатор (ПЖР) [8]. При этом устраняются отмеченные в работе [6] затруднения, появляется возможность существенно повысить внутрирезонаторную мощность и интенсивность жесткого излучения и избежать потерь гаммаквантов в толще резонаторного зеркала (рис.1)

2. Основные положения

Перед тем как перейти к анализу особенностей генерации жестких квантов в перекрестном желобковом резонаторе ЛСЭ, получим несколько элементарных соотношений, полезных для оценки параметров излучения и описывающих комптоновское рассеяние. Эти соотношения следуют из общих классических выражений в интересующих нас пределах

$$1 \ll \gamma \ll \frac{m}{\omega}. \quad (3)$$

Здесь и ниже, если особо не оговорено, предполагается, что $\hbar = c = 1$, ω – частота лазерного излучения. Левая часть соотношения (3) соответствует релятивистскому электронному пучку, правая – позволяет пренебречь эффектом отдачи при столкновении. Для длины волны лазерного излучения ~ 1 мкм из неравенства (3) получим практически неограниченный интервал электронных энергий: $1 \ll \gamma \ll 10^6$.

При расчете интенсивности комптоновского излучения обычно используют два подхода. Один из них основан на существующей аналогии между электромагнитной волной и ондулятором, при этом излучение электрона в ондуляторе описывается хорошо известными соотношениями. Недостатком такого подхода является громоздкость аналитических выражений и их достаточно приближенный, по сути качественный, характер.

В другом подходе характеристики жесткого излучения оцениваются с прямым использованием выражений

для дифференциального сечения комптоновского рассеяния, которые, как и в предыдущем случае, также являются исключительно громоздкими, что затрудняет оценку параметров рассеяния.

Однако в рассматриваемой задаче, предполагающей генерацию жестких квантов в оптическом резонаторе ЛСЭ, в большинстве случаев выполняются соотношения (3), которые, как будет показано ниже, позволяют упростить выражения, используемые для оценки параметров комптоновского излучения, сделав их наглядными и удобными для практического применения.

Рассмотрим вначале выражение для частоты комптоновских квантов (см., напр., [3]):

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + (1 - \cos \theta) \omega_1 / E}, \quad (4)$$

где ω_1 – частота лазерного излучения; $E = \gamma mc^2$ – энергия электронов; $\gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$; $\beta = v/c$; v – скорость электронов; θ_1 и θ_2 – углы столкновения и рассеяния, отсчитываемые по отношению к начальному направлению движения электронов; $\theta = \theta_1 - \theta_2$ (рис.2).

Из условия $\gamma \omega_1 \ll m$ (см. (3)), следует, что последний член в знаменателе (4) может быть опущен, т. е.

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2}. \quad (5)$$

Отметим еще раз, что отбрасывание члена в знаменателе соответствует пренебрежению импульсом отдачи в процессе столкновения.

Определим теперь максимально возможную частоту $\omega_{2 \max}$ для заданного угла θ_1 , которая достигается при $\theta_2 = 0$:

$$\omega_{2 \max} = \omega_1 \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta} \approx 2\gamma^2 \omega_1 (1 - \beta \cos \theta_1). \quad (6)$$

Интерес представляют два характерных случая рассеяния – поперечное (индекс t) рассеяние, когда $\theta_1 = \pi/2$, и обратное продольное (индекс b) рассеяние, когда $\theta_1 = \pi$. Для этих случаев можем записать:

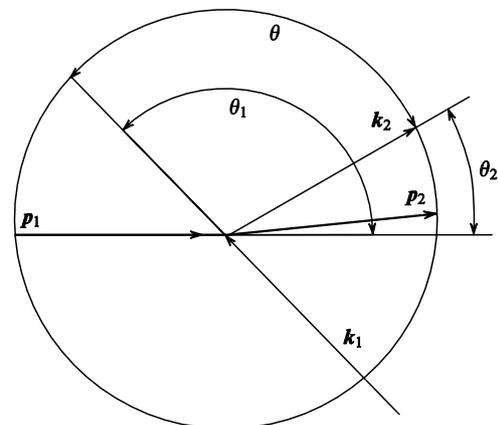


Рис.2. Геометрия столкновений электронов и квантов лазерного излучения.

$$\omega_{2\max}^b = \omega_1 \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \approx 4\gamma^2 \omega_1, \quad (7)$$

$$\omega_{2\max}^l = \omega_1 \frac{1}{1 - \beta} \approx 2\gamma^2 \omega_1, \quad (8)$$

т. е. в продольном случае частота комптоновских квантов удваивается в сравнении с поперечным рассеянием.

Изменение угла столкновения θ_1 может быть использовано для сканирования частоты комптоновских квантов, поэтому представляет интерес зависимость $\omega_{2\max}$ от θ_1 . Рассмотрим небольшие отклонения угла θ_1 от предельных углов строго продольного и поперечного рассеяний:

$$\omega_{2\max} \approx \begin{cases} 4\gamma^2 \omega_1 (1 - \alpha^2/4), & \theta_1 = \pi - \alpha, \\ 2\gamma^2 \omega_1 (1 - \alpha), & \theta_1 = \pi/2 - \alpha. \end{cases} \quad (9)$$

Из этих соотношений видно, что продольное рассеяние характеризуется большей стабильностью частоты по отношению к разбросу углов столкновений или эмиттансу углового пучка.

В то же время для поперечного рассеяния характерна линейная зависимость частоты от угла столкновения, что в свою очередь может быть использовано для углового сканирования частоты комптоновских квантов.

В общем выражении для частоты в пренебрежении импульсом отдачи для $\gamma \gg 1$ и достаточно малых углов $\theta \ll 1$ можем записать $1 - \beta \cos \theta_2 \approx (1 + \gamma^2 \theta_2^2)/2\gamma^2$, что дает

$$\omega_2 = \frac{\omega_{2\max}}{1 + \gamma^2 \theta_2^2}. \quad (10)$$

Как видно из (10), существенное изменение частоты комптоновских квантов как функции угла рассеяния происходит на углах $\sim 1/\gamma$. Отметим, что дифференциальное сечение комптоновского рассеяния имеет такой же масштаб изменения по углу рассеяния.

Рассмотрим теперь собственно дифференциальное сечение рассеяния. Будем при этом исходить из общего соотношения, приведенного, например, в [3, с. 308], в котором дифференциальное сечение выражается через кинематические инварианты s, t, u :

$$d\sigma = 8\pi r_e^2 \frac{m^2 dt}{(s - m^2)^2} (A^2 + A - B/4), \quad (11)$$

где $r_e = e^2/m$. Для параметров A, B , зависящих от кинематических инвариантов s, t, u , а также для самих кинематических инвариантов имеем следующие выражения:

$$A = \frac{m^2}{s - m^2} + \frac{m^2}{u - m^2}, \quad B = \frac{s - m^2}{u - m^2} + \frac{u - m^2}{s - m^2}, \quad (12)$$

$$s = (p + k)^2 = (p' + k')^2 = m^2 + 2pk = m^2 + 2p'k',$$

$$t = (p - p')^2 = (k - k')^2 = 2(m^2 - pp') = -2kk',$$

$$u = (p - k')^2 = (p' - k)^2 = m^2 - 2pk' = m^2 - 2p'k,$$

где p, p' – 4-импульсы электронов до и после столкновения; k, k' – 4-импульсы квантов до и после столкновения. Используя закон сохранения 4-импульса $p + k = p' + k'$, преобразуем выражение (12) для A и B к следующему виду:

$$A = -\frac{m^2}{2} \frac{kk'}{(pk)(pk')}, \quad B = -2 - \frac{(kk')^2}{(pk)(pk')}. \quad (13)$$

При условиях (3) $A \approx (1 + \gamma^2 \theta_2^2)^{-1} \sim 1$, тогда как $(kk')^2/(pk)(pk') \ll 1$, поэтому можно положить $B \approx -2$, что даст для дифференциального сечения следующее выражение:

$$d\sigma = 8\pi r_e^2 \frac{m^2 dt}{(s - m^2)^2} \left(A^2 + A + \frac{1}{2} \right). \quad (14)$$

Рассмотрим теперь дифференциал dt . Напомним, что $t = 2\omega_1 \omega_2 [1 - \cos(\theta_1 - \theta_2)]$. Дифференцируя это выражение по ω_2 или θ_2 и отбрасывая малые члены, убеждаемся, что в используемых пределах дифференциал dt может быть записан в виде

$$dt = 2\omega_1 (1 - \cos \theta) d\omega_2. \quad (15)$$

Поскольку ω_2 однозначно связано с углом рассеяния θ_2 (см. (5)), получаем выражения для дифференциального сечения, однозначно зависящие как от угла рассеяния, так и от частоты рассеянных комптоновских квантов.

Упростим теперь выражение (12) для A , используя (3). Будем полагать, что $\beta = 1$ везде, кроме выражений типа $1 - \beta$ и $1 - \beta \cos \theta_2$, где отличие β от единицы является существенным. В результате получим

$$A = -\frac{\omega_2}{\omega_{2\max}},$$

что в свою очередь приводит к следующим выражениям для $d\sigma$:

$$\frac{d\sigma}{dx} = 8\pi r_e^2 \left(x^2 - x + \frac{1}{2} \right), \quad (16)$$

где для удобства введен параметр $x = |A| = \omega_2/\omega_{2\max}$. С учетом соотношения (10), принявшего вид $x = (1 + y^2)^{-1}$, где $y = \gamma \theta_2$, получим выражение для угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 8\gamma^2 r_e^2 x^2 \left(x^2 - x + \frac{1}{2} \right). \quad (17)$$

Здесь $d\Omega = 2\pi \sin \theta_2 d\theta_2 \approx \gamma^{-2} \pi dy^2$; x – функция y или θ_2 .

Отметим, что если выражение для $d\sigma/d\theta_2$ проинтегрировать по углу рассеяния θ_2 от 0 до ∞ , то получим правильное выражение для полного сечения томсоновского рассеяния $\sigma = 8\pi r_e^2/3 = 6.63 \times 10^{-26} \text{ см}^2$, как и должно быть в принятом приближении.

Запишем теперь выражение для оценки скорости генерации жестких квантов:

$$\frac{dN_\gamma}{dt} \approx \frac{J\sigma n}{\hbar\omega_1}, \quad (18)$$

где J – плотность мощности рассеиваемого лазерного излучения; $n \approx N_e V$ – полное число электронов с концентрацией N_e в эффективном объеме взаимодействия V .

При рассеянии на одном электронном импульсе продолжительностью $\tau = l/c$ получим число жестких квантов

$$N_\gamma^{(1)} \approx \frac{dN_\gamma}{dt} \tau = \frac{J\sigma n\tau}{\hbar\omega_1}. \tag{19}$$

В предположении, что электронные импульсы инжектируются в объем взаимодействия с частотой f , получим среднюю скорость генерации квантов:

$$\left\langle \frac{dN_\gamma}{dt} \right\rangle = fN_\gamma^{(1)} = \frac{J\sigma n f \tau}{\hbar\omega_1}. \tag{20}$$

Оценим также полную мощность P жестких квантов:

$$P \approx \hbar\omega_{2\max} \left\langle \frac{dN_\gamma}{dt} \right\rangle = \frac{\omega_{2\max}}{\omega_1} J\sigma n f \tau. \tag{21}$$

Оценивая объем взаимодействия как $V \approx Sl = Sct$ (S – поперечное сечение электронного пучка, $l = ct$ – длина лазерного и электронного импульсов), будем считать диаметры электронного и лазерного пучков в месте рассеяния примерно равными, что соответствует оптимальному рассеянию. В этом случае число квантов, генерируемых одним импульсом,

$$N_\gamma \approx \frac{dN_\gamma}{dt} \tau = \frac{WI_e\tau^2\sigma}{Se\hbar\omega_1}, \tag{22}$$

где W – мощность импульсного лазерного излучения, циркулирующего в резонаторе; I_e – полный пиковый электронный ток. Из (22) следует выражение для средней скорости генерации жестких квантов при заданной частоте f инжекции электронных импульсов в оптический резонатор:

$$\left\langle \frac{dN_\gamma}{dt} \right\rangle = f \frac{WI_e\tau^2\sigma}{Se\hbar\omega_1}. \tag{23}$$

Соотношения (22), (23) могут быть использованы для оценок и первичной оптимизации излучателя жестких квантов по параметрам электронного пучка и оптического резонатора.

Запишем теперь некоторые энергетические соотношения, полезные для оценок полной и дифференциальной мощности генерации жестких квантов:

$$\frac{dP}{d\omega_2} \approx Jnf\tau \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{d\sigma}{d\omega_2} = 8\pi r_e^2 \frac{Jnf\tau}{\omega_1} x \left(x^2 - x + \frac{1}{2} \right). \tag{24}$$

Аналогично для углового распределения излучаемой мощности имеем

$$\frac{dP}{d\Omega_2} \approx 8\gamma^2 r_e^2 Jnf\tau \frac{\omega_{2\max}}{\omega_1} x^3 \left(x^2 - x + \frac{1}{2} \right). \tag{25}$$

И, наконец, интегрируя приведенные дифференциальные выражения, получим полную мощность излучения жестких квантов из объема взаимодействия V :

$$P \approx \frac{4\pi r_e^2}{3} Jnf\tau \frac{\omega_{2\max}}{\omega_1}. \tag{26}$$

Все приведенные выражения являются простыми и

наглядными и могут быть использованы для первичных оценок параметров комптоновского излучения.

3. Об использовании ПЖР для генерации жестких квантов в схеме обратного комптоновского рассеяния

Напомним вкратце устройство ПЖР [8]. В отличие от обычных желобковых резонаторов образующая, которая формирует вогнутое зеркало при вращении вокруг оси симметрии ПЖР, наклонена под небольшим углом к этой оси. На рис.3 показаны геометрия резонатора и распределение поля основной моды – кольцевое на зеркалах и сфокусированное в центре резонатора.

Лучи, распространяющиеся между зеркалами, взаимно пересекаются и заполняют в ПЖР центральную область значительной длины, которая ограничена внешней каустической поверхностью. На зеркалах же эти лучи однородно заполняют кольцевую область. При такой структуре поля наличие центрального отверстия в зеркале не оказывает существенного влияния на параметры колебания. Кроме того, описанная геометрия поля делает ПЖР особенно привлекательными для применения в мощных ЛСЭ [9].

В работах [10 – 14] показано, что в описанных геометрических структурах могут существовать устойчивые колебания, а основная мода резонатора действительно имеет кольцевое распределение поля на зеркалах и сфокусированное – в центре резонатора, в месте предполагаемого расположения ондулятора ЛСЭ. В [15] было проведено экспериментальное моделирование работы ПЖР в миллиметровом диапазоне длин волн, подтвердившее основные теоретические и расчетные результаты.

Из описанных свойств ПЖР следует качественный вывод о том, что использование ЛСЭ с ПЖР для генерации когерентного перестраиваемого излучения позволяет:

- создать центральное отверстие в зеркале резонатора (на оси симметрии) для вывода квантов жесткого излучения без потерь в толще зеркала; при этом наличие центрального отверстия не влияет на интенсивность внутрирезонаторного излучения, поскольку не увеличивает потерь основной моды вследствие ее кольцевого распределения на поверхности зеркала;
- добиться естественной союстировки электронного и светового пучков;
- резко увеличить интенсивность излучения внутри резонатора, а следовательно, и интенсивность жесткого излучения за счет использования, например, охлаждаемой оптики; при этом толщина и особенности конструк-

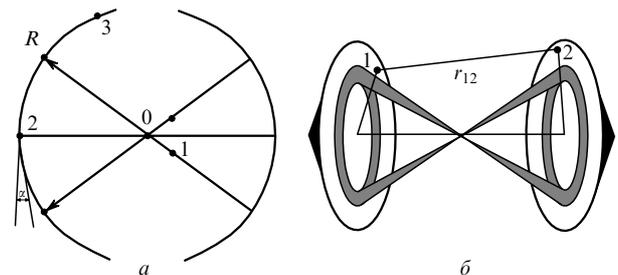


Рис.3. Геометрия резонатора (а) и распределение поля в резонаторе (в перспективе) (б); 0 – центр резонатора, 1 – центр кривизны дуги 2–3, которая формирует поверхность зеркала при вращении вокруг оси симметрии 0–2.

ции зеркала не влияют на интенсивность жесткого излучения, выходящего из резонатора, как в случае традиционных резонаторов;

– устранить деградацию поверхности зеркала жестким излучением, поскольку оно не касается отражающей поверхности, и тем самым сделать ресурс работы установки практически неограниченным.

4. Некоторые практические оценки

В случае ПЖР, в отличие от традиционных оптических резонаторов, отсутствуют главные факторы, приводящие к уменьшению выхода жестких квантов и деградации поверхности оптического резонатора. В связи с этим можно предположить, что оценки, проведенные с использованием качественных соотношений из разд.2, будут лучше соответствовать ожидаемым экспериментальным результатам.

Чтобы оценить потенциал излучателя жестких квантов, полезно привести оценки числа квантов и усредненной скорости их генерации для двух известных ЛСЭ – установки Mark-III [16–18], являющейся одним из первых лазеров на свободных электронах, и проекта мощного ЛСЭ на разрезном микротроне-рекуператоре, разработанного в ИЯФ СО РАН [19], см. также ссылки из обзора [20], в которых содержатся многие данные, приведенные в табл.1 и использованные для оценок. Результаты этих оценок также приведены в табл.1. Сравнение параметров этих установок позволяет сделать вывод о возможном диапазоне скорости генерации жестких квантов.

Излучение лазера Mark-III представляет собой последовательность макроимпульсов длительностью порядка 3 мкс, следующих с частотой 10 – 30 Гц. Каждый макроимпульс состоит из примерно 8500 микроимпульсов с длительностью 1 пс и энергией 6 мкДж. Излучение ЛСЭ ИЯФ предположительно будет состоять из последовательности микроимпульсов с длительностью около 20 пс и энергией порядка 1 мДж, следующих с частотой до 180 МГц. В обоих случаях принято, что площадь светового пятна в зоне взаимодействия составляет 0.1 см².

Конечно, в конкретных экспериментах поперечное сечение электронного пучка S , как это следует из соотношений (22), (23), существенно влияет на эффективность генерации жестких квантов. Здесь следует иметь в виду, что нет смысла делать диаметр светового пучка меньше диаметра электронного пучка. Кроме того, геометрия оптического резонатора, определяющая диаметр светового пучка, существенно влияет на эффективность работы ЛСЭ, т. е. на мощность импульсного лазерного излучения W , циркулирующего в резонаторе (см. (22), (23)), поэтому для конкретных экспериментов необходима дополнительная оптимизация по параметру S .

Напомним, что для микротрона средняя скорость генерации жестких квантов $\langle dN_\gamma/dt \rangle$ является конечной

рабочей (пользовательской) характеристикой излучателя, усредненной по времени работы установки. Для линейного ускорителя Mark-III в табл.1 приведена средняя скорость генерации жестких квантов, усредненная по макроимпульсу длительностью $t = 3$ мкс, поэтому для получения окончательной пользовательской характеристики $\langle \langle dN_\gamma/dt \rangle \rangle$ необходимо произвести дополнительное усреднение по частоте инжекции макроимпульсов $\Omega = 10 - 30$ Гц, т. е.

$$\langle \langle \frac{dN_\gamma}{dt} \rangle \rangle \approx \left\langle \frac{dN_\gamma}{dt} \right\rangle \Omega t.$$

Выбрав частоту инжекции равной 30 Гц, получим скорость генерации, усредненную по времени работы установки, $\langle \langle dN_\gamma/dt \rangle \rangle \approx 1.9 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Для сравнения приведем данные по числу жестких квантов в микроимпульсе и скорости генерации квантов, полученные в описанном выше эксперименте [6]. В микроимпульсе излучается $N_\gamma^{(1)} \approx 400$ жестких квантов, что значительно больше, чем в Mark-III ($N_\gamma^{(1)} = 0.75 \times 10^{-2}$) и сравнимо с данными для микротрона-рекуператора ($N_\gamma^{(1)} = 83$).

Средняя по макроимпульсу скорость генерации жестких квантов $\langle dN_\gamma/dt \rangle \approx N_\gamma^{(1)}/t_\mu \approx 2.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ($t_\mu = 16$ нс – период следования микроимпульсов). Эта цифра также сравнима с данными для микротрона ($1.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и существенно превышает скорость генерации жестких квантов для Mark-III ($2.1 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$).

Ситуация радикально меняется при рассмотрении среднего по времени, существенно превышающего период следования макроимпульсов. Если для микротрона средняя скорость генерации по-прежнему равна $1.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, то как в случае ускорителя Mark-III, так и в эксперименте [6] она существенно уменьшается. В последнем случае при частоте инжекции макроимпульсов $f = 25$ Гц получаем среднюю скорость генерации $\langle dN_\gamma/dt \rangle = 5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ (против $1.9 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ для Mark-III и $1.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для микротрона).

Отметим еще раз, что в эксперименте [6] реальные цифры были существенно ниже из-за деградации поверхности зеркала как мощным лазерным излучением, так и жесткой комптоновской компонентой, а также из-за поглощения жестких квантов в толще зеркала. В случае применения ПЖР в качестве оптического резонатора, как это предлагается в настоящей работе, устраняются все три приведенные причины уменьшения скорости генерации жестких квантов.

5. Заключение

Таким образом, подчеркнем, что отмеченные выше особенности использования ПЖР в мощном ЛСЭ (относительно высокая интенсивность жесткого излучения и

Табл.1. Параметры ЛСЭ и качественная оценка параметров комптоновского излучения.

Лазеры	U (МэВ)	I_p (А)	τ (пс)	λ (мкм)	$\hbar\omega_1$ (10^{-19} Дж)	f (ГГц)	n (10^8)	J (Вт/см ²)	$N_\gamma^{(1)}$	$\left\langle \frac{dN_\gamma}{dt} \right\rangle$ (с^{-1})
Mark-III	44	20	1	3	0.66	2.8	1.25	6×10^7	7.5×10^{-3}	2.1×10^7
ЛСЭ ИЯФ	98	100	20	2	1	0.18	125	5×10^8	83	1.5×10^{10}

Примечание: I_p – амплитуда электронного тока в пучке, n – концентрация электронов.

большой ресурс работы) делают вероятным создание когерентного перестраиваемого источника жесткого излучения для решения конкретных задач как фундаментальной и прикладной физики, так и новейших медицинских приложений.

Авторы благодарны Дж.М.Дж.Мэйди и Е.Б.Цармесу (Гавайский университет) за многократные обсуждения вопросов, рассмотренных в настоящей работе.

1. Arutyunian F.R., Tumanian V.A. *Phys. Lett.*, **4**, 176 (1963).
2. Milburn R.H. *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 75 (1963).
3. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980).
4. Litvinenko V.N., Burnham B., Wu Y., Barnett G., Madey J.M.J. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **358**, No. 1–3, 345 (1995).
5. *Генераторы когерентного излучения на свободных электронах*. Под ред. А.Рухадзе (М: Мир, 1983).
6. Glotin F., Ortega J.-M., Prazeres R., Devanz G., Marcouille O. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **393**, No. 1–3, 519 (1997).
7. Барышников Ф.Ф., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В. *Письма в ЖТФ*, **25**, № 10, 89 (1999).
8. Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В. *Письма в ЖТФ*, **21**, № 16, 67 (1995).
9. Kulipanov G.N., Sokolov A.S., Vinokurov N.A. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **375**, No. 1–3, 576 (1996).
10. Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 349 (1996).
11. Vinokurov N.A., Srednyakov S.S. *Proc. II Asian Symp. on Free Electron Lasers* (Novosibirsk, 1996, p. 141).
12. Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В. *Оптика и спектроскопия*, **81**, 156 (1996).
13. Baryshnikov F.F., Bogatova G.A., Cheburkin N.V., Perebejnos V.V. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **405**, No. 1–2, 242 (1998).
14. Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Богомолов Г.Д., Клеев А.И., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В. *Квантовая электроника*, **24**, 230 (1997).
15. Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Богомолов Г.Д., Завялов В.В., Ипатов В.А., Клеев А.И., Перебийнос В.В., Чебуркин Н.В., Шампаров Е.Ю. *Письма в ЖТФ*, **24**, № 19, 69 (1998).
16. Madey J.M.J. *J. Appl. Phys.*, **42**, 1906 (1971).
17. Elias L.R., Fairbank W.M., Madey J.M.J., Schwettmann H.A., Smith T.I. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 717 (1976).
18. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J., Ramian G.J., Schwettmann H.A., Smith T.I. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 892 (1977).
19. Vinokurov N.A., Gavrilov N.G., Gorniker E.I., Kulipanov G.N., Kuptsov I.V., Erg G.I., Levashov Y.I., Oreshkov A.D., Petrov S.P., Pinayev I.V., Popik V.M., Sedlyarov I.K., Shaftan T.V., Skrinski A.N., Sokolov A.S., Veshcherevich V.G., Vobly P.D. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **359**, No. 1–2, 41 (1995).
20. Colson W.B. *Nucl. Instr. Meth. A*, **393**, 6 (1997).