

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КОМПТОНОВСКОГО ЛАЗЕРА

В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин

На основе теории усредненного движения электрона в поле двух разночастотных волн [1] вычислены стартовый и рабочий токи, а также КПД генератора. Определены допустимые скоростной разброс электронов и степень некогерентности накачки. Показано, что энергетические параметры существующих источников мощного излучения и релятивистских электронных пучков достаточны, в принципе, для реализации гидродинамического режима вынужденного комптоновского рассеяния со значительным увеличением частоты при высоком КПД.

1. Хотя проблема генерации когерентного излучения посредством вынужденного комптоновского рассеяния электромагнитной волны на релятивистских электронах широко обсуждалась в литературе (см. [2] и обзор [3]), вопрос об оптимальных параметрах комптоновского лазера остается открытым. Между тем, нелинейную теорию такого генератора можно построить элементарным способом, если воспользоваться известными результатами работ [1]. Действительно, учтем, что поле двух волн $\text{Re}\{E_i \exp i(\omega_i t - \mathbf{k}_i \mathbf{r}) + E_s \exp i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \mathbf{r})\}$ в инерциальной системе отсчета K' , движущейся в направлении поступательного движения электронов (ось z на рис. 1) с фазовой скоростью комбинационной волны $v_\Phi = \Omega/\kappa_z$, где $\Omega = \omega_s - \omega_i$, $\kappa = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$, ($\kappa_z = k_s \cos \phi_s + k_i \cos \phi_i$) является одночастотным: $E^s = \text{Re}\{\hat{E}^s(\mathbf{r}') \exp i\omega' t'\}$. Если в этой системе скорость электрона v' много меньше скорости света c , то усредненное движение электрона представляет собой дрейф под действием

эффективной силы $\mathbf{F}' = -\frac{e^2}{4m\omega'^2} \nabla' |\hat{E}^s|^2$, которая при постоянных E_i

и E_s определяется только комбинационной волной [1] (выражение для \mathbf{F}' приведено здесь для простейшего случая — когда продольное фокусирующее магнитостатическое поле отсутствует). Соответственно, в лабораторной системе отсчета усредненное движение электрона описывается теми же уравнениями, что и в ЛБВ (естественно, с заменой электрического поля в ЛБВ на эффективное поле комбинационной волны)

$$\frac{du}{d\zeta} = -\sin \theta, \quad \frac{d\theta}{d\zeta} = \Delta - u, \quad (1)$$

которые в свою очередь тождественны уравнению маятника $d^2\theta/d\zeta^2 - \sin\theta = 0$ ¹⁾. В (1) $\zeta = \kappa_z z \gamma_0^{-2} \sqrt{\mu a_i a_s}$, $u = \sqrt{\mu/a_i a_s}$, $w = (1 - \gamma/\gamma_0)$, $\theta = (\kappa r - \Omega t)$, $\Delta = \gamma_0^{(2)} (1 - v_{\Phi}/v_0) / \sqrt{\mu a_i a_s}$, $a_{i,s} = c |E_{i,s}| \sqrt{2\pi m c \omega_{i,s}}$, $\mu = 1 + (\gamma_0 \phi_s)^2$, γ - отношение энергии электрона к энергии покоя mc^2 , v_0 - начальная скорость электрона. Для электронов, образующих стационарный моноэнергетический пучок, граничные условия к (1) имеют вид

$$u(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi, \quad (2)$$

а электронный КПД определяется посредством соотношений $\eta_e \approx$

$$\approx \sqrt{(a_i a_s / \mu)} \bar{u}(\zeta_k), \quad u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\zeta_k, \theta_0) d\theta_0. \text{ где } \zeta_k = \zeta(z \doteq L) \equiv \pi M / \sqrt{\mu a_i a_s} - \text{величина, пропорциональная длине взаимодействия } L.$$

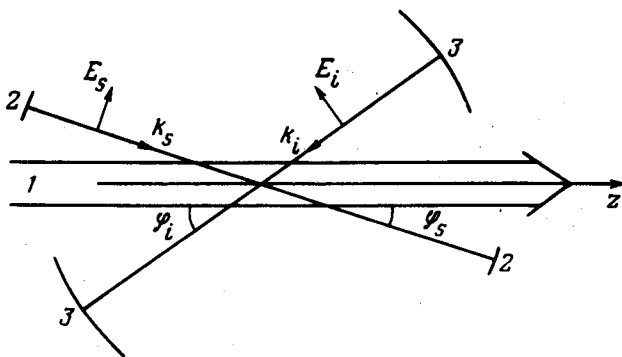


Рис. 1. Схема комптоновского лазера: 1 - электронный пучок; 2 - зеркала сигнального резонатора; 3 - зеркала резонатора накачки

2. Согласно уравнениям (1), для формирования компактного сгустка электронов в тормозящей фазе комбинационной волны необходимо, чтобы кинематическое ($\zeta_k \Delta$) и динамическое ($\zeta_k u$) смещения электронов относительно волны были величинами порядка π . При этом электронный КПД максимален при напряженностях полей, удовлетворяющих по порядку величины соотношениям (ср. с результатами численного счета, представленными на рис. 2).

$$\sqrt{a_i a_s} \sim w \sim \eta_e \sim M^{-1}. \quad (3)$$

1) Вывод (1) упрощается, если учесть инвариантность F_z и интеграл усредненной энергии [1], приобретающий в лабораторной системе вид $\kappa E - \Omega_p = \text{const}$. С квантовой точки зрения этот интеграл отражает тот факт, что изменения энергии и импульса электрона в элементарном акте рассеяния (с поглощением кванта накачки и излучением кванта сигнала) равны соответственно $(-\hbar\Omega)$ и $(-\hbar\kappa)$.

а оптимальная фазовая скорость комбинационной волны определяется выражением $(v_0 - v_\phi)/v_0 \sim M^{-1}\gamma_0^{-2}$. Соответственно, оптимальная частота сигнала отличается от частоты точного ($\Delta = 0$) синхронизма

$$\omega_s^* = \omega_i \frac{1 + (v_0/c) \cos \phi_i}{1 - (v_0/c) \cos \phi_s} \quad (4)$$

на величину порядка $\omega_s^* M^{-1}$. Из (3) ясно, что достижение оптимальных интенсивностей полей накачки E_i и сигнала E_s возможно лишь в системах с достаточно большой ($M \gg 1$) длиной взаимодействия (это условие необходимо также для применимости метода усреднения).

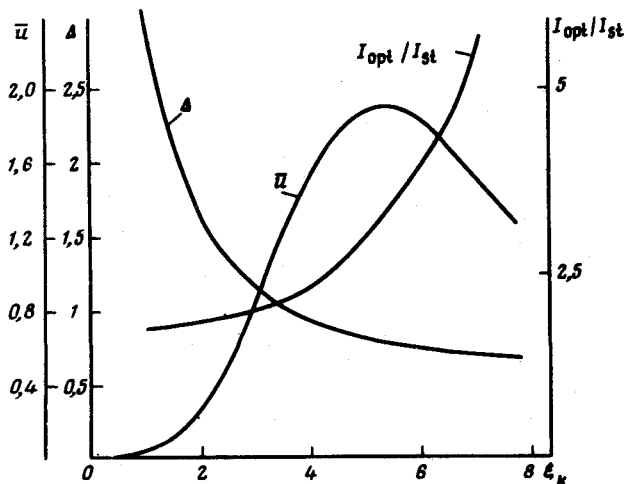


Рис. 2. Зависимость оптимальных параметров и соответствующих значений приведенного электронного КПД от приведенной длины взаимодействия

В стационарном режиме выходная мощность комптоновского генератора значительно превышает расходуемую мощность накачки (число рассеиваемых квантов накачки равно числу излученных квантов сигнала, но энергия последних примерно в γ_0^2 раз больше, так как $\omega_s \lesssim 4\gamma_0^2 \omega_i$), поэтому уравнение баланса мощностей имеет вид

$$\frac{\omega_s}{Q_s} \frac{|E_s|^2}{4\pi} S_s L_s \approx \eta_e m c^2 \dot{\gamma}_0 (I/e), \quad (5)$$

где $Q_s = 2\pi(L_s/\lambda_s)\delta_s^{-1}$ — добротность, S_s — площадь зеркала, L_s — длина резонатора, λ_s — длина волны сигнала, δ_s — коэффициент потерь при отражении от зеркала, I — ток пучка. В приближении малого сигнала, когда электронный КПД комптоновского генератора равен

$$\eta_e = \sqrt{(\alpha_i \alpha_s / \mu)^3} \zeta_k^3 \phi'(\theta_k), \quad \phi(\theta_k) = -(1 - \cos \theta_k) / 2\theta_k^2, \theta_k \zeta_k \Delta, \quad (6)$$

из (5) получаем выражение для стартового тока

$$I_{st} = \frac{I_0}{\mu \gamma_0} \frac{\delta_s \delta_i}{M^3 (P_i / P_0)} \frac{S_i S_s}{\lambda_i^2 \lambda_s^2} \frac{2}{\pi \phi'(\theta_k)} \quad (7)$$

В (7) $I_0 = mc^3/e \approx 17$ кА, $P_0 = m^2 c^5/e^2 \approx 8,7$ ГВт, P_i — мощность накачки, S_i — эффективная площадь, на которую сфокусирована накачка.

Поскольку ток, соответствующий максимальному КПД, $I_{opt} = I_{st} (\zeta_k^3/\bar{u}) \phi'(\theta_k)$ в несколько раз превосходит минимальный стартовый ток (рис. 2), то в рабочем режиме полоса генерируемых частот близка к величине $\Delta\omega_s \sim \omega_s^* M^{-1}$, определяемой основной зоной настроек ($2\pi \gg \theta_k \geq 0$). В эту полосу попадает $\sim \gamma_0^2 (L_s/L)$ продольных мод резонатора.

3. Гидродинамические формулы (6), (7) остаются в силе, пока разброс синхронных частот, вызванный начальным разбросом энергий электронов $\Delta\gamma$, некогерентностью накачки $\Delta\omega_i$, и угловой расходимостью падающих и рассеянных волн $\Delta\phi_{i,s}$ (энергетическим и угловым разбросом фотонов), не превышает полосы генерируемых частот: $\Delta\omega_s^* \lesssim \Delta\omega_s$. Это ограничение выполнено, если параметр длины M не превышает $(\gamma_0/\Delta\gamma)$ и

$$\Delta\omega_i \lesssim \omega_i M^{-1}, \quad \Delta\phi_i \lesssim 1/M \operatorname{tg}(\phi_i/2), \quad \Delta\phi_s \lesssim 1/M \gamma_0 f(\gamma_0 \phi_s), \quad (8)$$

где $f(x) = 2x/(1+x^2)$. По мере нарушения этих условий все большее число электронов исключается из синхронизма с комбинационной волной и КПД падает (кинетическая стадия [2, 3]).

Требованиям на когерентность накачки нетрудно удовлетворить даже при сложении мощностей от независимых генераторов. Что же касается энергетического разброса электронов в пучках большой плотности, необходимых для получения наиболее высокочастотного излучения, то для выполнения соответствующего ограничения, по-видимому, следует использовать ионную компенсацию пространственного заряда.

4. Релятивистский комптоновский лазер представляется наиболее приспособленным к генерации излучения в диапазоне частот, труднодоступном как для классических приборов обычного типа, так и для лазеров. Так, при использовании пучка с параметрами, близкими к уже реализованным: $\gamma_0 \sim (5 + 20)$, $\Delta\gamma/\gamma_0 \sim (1 + 0,1)\%$, плотности тока $\sim (10^5 \div 10^7)$ А/см² и накачки лазером на СО₂ ($\lambda_i = 10,6$ мкм) с мощностью $\sim (10^{10} \div 10^{11})$ Вт, значительно меньшей достигнутой, можно получить генерацию с перестройкой частоты в диапазоне $(2000 + 100)$ Å на уровне $\sim 10^8$ Вт.

Авторы благодарны А.В.Гапонову, А.Г.Литваку, А.В.Сморгонскому и Е.В.Суворову за полезные дискуссии.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 января 1978 г.
После переработки
22 июня 1978 г.

Литература

- [1] А.В.Гапонов, М.А.Миллер. ЖЭТФ, 34, 242, 1958; М.А.Миллер. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 2, 438, 1959; ЖЭТФ, 36, 1909, 1959.
- [2] R. H. Pantell, G. Soncini, H. E. Puthoff. IEEE, QE-4, 905, 1968.
- [3] V. L. Granatstein, P. Sprangle. IEEE, MTT-25, 245, 1977.
-