

09; 10

© 1992

УВЕЛИЧЕНИЕ КПД ЛСЭ ПРИ ПОМОЩИ МОДУЛЯЦИИ ЧАСТОТЫ ПОВТОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ МИКРОИМПУЛЬСОВ

А.В. Т у л у п о в

Как известно, ограничение КПД лазеров на свободных электронах связано с захватом электронов пондеромоторной волной. Когда электромагнитная волна становится достаточно мощной, электроны начинают совершать синхротронные колебания, а их энергия периодически уменьшается и увеличивается. Поскольку длина синхротронного колебания равняется $L_{syn} = \lambda_w \mu / 2 \sqrt{\alpha_s \alpha_w}$ (λ_w - период ондулятора, α_s, α_w - безразмерные амплитуды полей электромагнитной (ЭМ) волны и ондулятора, $\mu^2 = 1 + \alpha_w^2/2$), то усиление волны прекращается, когда $L_{syn}/2 = L_w$, где L_w - длина ондулятора, $L_w = N_w \lambda_w$, N_w - число периодов. Определяя отсюда амплитуду электромагнитной волны, соответствующую насыщению, α_{sat} , и учитывая, что максимальный сброс энергии электрона определяется шириной области захвата $\Delta\gamma/\gamma = 2\sqrt{\alpha_{sat} \alpha_w}/\mu$, получаем известную формулу для КПД $\eta = 1/2 N$.

Если длительность макроимпульса ускорителя больше времени, требуемого для насыщения, то после его достижения электроны практически не отдают энергию, компенсируя потери на зеркалах резонатора. Очевидно, что если бы существовала возможность уменьшить длину ондулятора синхронно с уменьшением длины синхротронного колебания, то электроны могли бы продолжать отдавать энергию волне. Такую процедуру невозможно обеспечить технически, но можно воспроизвести при помощи коротких электронных импульсов.

Когда размер микроимпульса σ_e меньше, чем длина проскальзывания $\Delta = N_w \lambda_s$ (λ_s - длина волны излучения), то возможна ситуация, при которой центры электронного и оптического импульса перекрываются только часть времени при их совместном движении вдоль ондулятора. В работе [1] было показано, что в этом случае возможно увеличение КПД ЛСЭ. В настоящей работе рассмотрено, до каких пределов можно увеличить мощность ЭМ излучения, используя короткие импульсы, и как оптимальным образом подобрать расстройку в положении электронного и оптического импульса.

Рассмотрим сначала, при какой мощности сигнала наступает насыщение для короткого импульса. Пусть электронный импульс длительностью $\sigma_e = N_f \lambda_s$ поступает на вход в ондулятор совместно со световым импульсом примерно той же длительности. Тогда

насыщение (поглощение электронами энергии) соответствует элементу, когда половина длины синхротронного колебания станет меньше расстояния, на котором световой импульс сместится относительно электронного на длину последнего: $L_{syn}/2 = L_{\sigma} = 2\gamma_z^2 \sigma_e$ ($\gamma_z^2 =$
 $= (1 - \beta_z^2)^{-1}$). Отсюда для предельной амплитуды волны получаем

$$a_{lim} = \lambda_w^2 \mu^2 / 16 \alpha_w^2 L_{\sigma}^2. \quad (1)$$

В случае длинного электронного импульса

$$a_{sat} = \lambda_w^2 \mu^2 / 16 \alpha_w^2 L_w^2.$$

Сравнивая предельную мощность излучения, достижимую при помощи коротких электронных импульсов P_{lim} , с мощностью излучения в случае длинного импульса P_{sat} , получаем, что возможно увеличение мощности в

$$G = N_w^4 / N_{\sigma}^4 \quad (2)$$

раз, если $N_{\sigma} < N_w$. Поскольку отношение N_w / N_{σ} равняется параметру связи $\mu_c = \Delta / \sigma_e$, то $G = \mu_c^4$.

Из (2) ясно, что для коротких электронных импульсов рост мощности может быть очень большим вследствие степенной зависимости от параметра связи. Проблема заключается в том, чтобы обеспечить необходимое уменьшение длительности перекрывания оптического и электронного импульса. Как будет показано ниже, для этого нужно изменять период повторения электронных импульсов синхронно с увеличением мощности оптического импульса.

Как известно [2], в режиме слабого сигнала для коротких электронных импульсов используется некоторая фиксированная расстройка резонатора. Длительность светового импульса тогда примерно равна длине проскальзывания Δ . Тогда для получения усиления светового импульса после традиционного насыщения необходимо, чтобы на входе в ондулятор центроид электронного импульса опережал центроид светового импульса на величину $\Delta_0 = \Delta/2$. В этом случае оба импульса будут перекрываться на длине $L_0 = L_{syn}^{sat}/2$. Если для каждого последующего прохода импульсов через ондулятор величина расстройки между центроидами электронного и оптического импульсов будет уменьшаться как

$$\Delta_n = \Delta_0 / \sqrt{n+1}, \quad (3)$$

где n - число проходов через ондулятор после достижения мощности, соответствующей насыщению для длинного импульса - $P_{sat} = EI/2N_w$ (E - энергия электронов, I - ток в импульсе), то оптимальное условие перекрывания импульсов $L_n = L_{syn}/2$ все время будет выполнено. При этом мощность светового импульса

увеличивается линейно $P_n = P_{sat} (1 + n)$ вплоть до достижения максимального значения $P_{lim} = \mu_c^4 P_{sat}$. Для этого понадобится $n_{lim} = \mu_c^4 - 1$ проходов через резонатор, а при последнем проходе расстояние между центроидами электронного и светового импульсов равно $\Delta_{lim} = 6e/2\mu_c$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jaroszynski D.A., Oep ts D., Ortega J.M., Pidgeon C.R., Van Amerfoort P.W. Proc. FEL Conference, Santa-Fe-91. Nucl. Instr. Meth. A. 1992, in print.
- [2] Jaroszynski D.A., Oep ts D., Vander Meer A.F.G., Van Amerfoort P.W. Colson W.B. // Nucl. Instr. Meth. 1990. V. A296. P. 480.

Поступило в Редакцию
19 января 1992 г.