

УДК 535.14:530.182

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ВБЛИЗИ ЧЕРЕНКОВСКОГО РЕЗОНАНСА

С. Г. ОГАНЕСЯН, С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 30 марта 1991 г.)

Показана возможность преобразования энергии лазерного излучения в произвольную гармонику на пучке электронов в газовой среде. Эффективность процесса определяется двумя резонансами—черенковским и продольным.

В лазере на свободных электронах возможна плавная перестройка излучения в широком диапазоне длин волн. Так, например, в ондуляторе с шагом $\lambda_0 = 1$ см изменение энергии пучка электронов с от 1 МэВ до 1 ГэВ позволяет, в принципе, получать излучение в области от мм

до рентгеновского длин волн $\lambda = \frac{1}{4} \lambda_0 (mc^2/\epsilon)^2$. В черенковском лазере

[1, 2] область перестройки определяется из условия $n(\omega) > 1$, где n — показатель преломления диэлектрической среды. Из этого неравенства следует, что для обычных газовых сред область генерации черенковского лазера ограничена средним ультрафиолетом. В настоящей работе показано, что этот недостаток черенковского лазера можно устранить с помощью эффекта генерации гармоник базисной частоты ω . Отметим, что в отличие от комптоновского лазера или лазера на ондуляторе, эти частоты отсутствуют в спектре спонтанного черенковского излучения.

Процесс генерации гармоник в черенковском лазере развивается следующим образом: слабый сигнал (или спонтанный шум) усиливается до такого уровня, что в токе пучка электронов становятся существенными нелинейные слагаемые. Они приводят к насыщению усиления и генерации гармоник. Для оценки эффективности генерации гармоник рассмотрим простую модель, когда на пучок электронов падает достаточно интенсивный сигнал—накачка. В этом случае процесс усиления становится несущественным и скорости электронов можно взять вне черенковского конуса, что существенно облегчает расчеты. Эффективность преобразования накачки в Γ -ю гармонику определим, как отношение средних плотностей потоков энергии на частотах $\Gamma\omega$ и ω :

$\eta = S_\Gamma / S_1$, где $S = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \mathbf{H}]$ — вектор Пойтинга поперечной волны.

Пусть волна накачки имеет линейную поляризацию и распространяется вдоль оси z

$$E_x = \frac{1}{2} E_{1x} \exp[i(k_1 z - \omega t)] + k.c. \quad (1)$$

До взаимодействия с электронами волновой вектор $k_z = \frac{\omega}{c} n_1$. Взаимодействие волны накачки (1) с пучком электронов, движущимся под углом θ к оси z , приводит к генерации продольных и поперечных волн на всех гармониках базисной частоты ω :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} (\hat{i} E_{mx} + \hat{k} E_{mz}) \exp[i(k_m z - m\omega t)] + \text{с.с.}$$

Здесь амплитуды $E_{m,x,z}$ ($m \geq 2$) слабо зависят от координаты z , волновые векторы $k_m = n_m m\omega/c$, $\hat{i}$, $\hat{k}$ — единичные векторы вдоль осей x и z . Отметим, что в результате интерференции полей, излучаемых электронами, генерируемые волны распространяются вдоль оси z .

Пусть взаимодействие пучка частиц с лазерным полем происходит на отрезке $(0, z)$. Решая систему уравнений Власова и Максвелла

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = ,$$

$$\Delta E - \nabla(\nabla E) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t}, \quad j = e\rho_0 \int v f(p) dp$$

по теории возмущений, находим эффективность преобразования поля (1) в произвольную гармонику

$$\eta_r = \frac{1}{n_1 n_r} \left| \frac{(2r-1)!}{2^r r!} \frac{\beta_x}{\xi} \rho_0 r_0 \lambda z v^r \right|^2 \sin^2(z) \quad (2)$$

Здесь r — произвольное целое число, $\beta_{x,z} = v_{x,z}/c$, $\xi = eE_{1x}/m\omega c$ — безразмерный параметр волны накачки, ρ_0 — плотность начального пучка частиц, $\lambda = 2\pi c/\omega$, $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона,

$$\gamma = \frac{\xi \beta_x (n_1^2 - 1) m c^2 / e}{(n_1^2 - N_1^2)(1 - n_1 \beta_z)^2}, \quad N_1^2 = \frac{\rho_0 r_0 \lambda^2 (n_1^2 - 1) m c^2 / e}{\pi n_1^2 (1 - n_1 \beta_z)^2},$$

$$a = \frac{\pi (n_r - n_1) z}{\lambda}.$$

Теория возмущений справедлива при условии $v \ll 1$. При расчете формулы (2) учитывались неравенства $|1 - n_1 \beta_z| \ll 1$, $|n_1 - N_1| \ll 1$. Анализ нерелятивистского случая $\beta_z \ll 1$ в вакууме показывает, что продольная волна генерируется оптимальным образом, если частота волны накачки ω порядка частоты собственных колебаний пучка электронов $\omega_p =$

$\sqrt{\frac{4\pi e^2 \rho_0}{m}}$ ($\omega_p \sim E (1 - (\omega_p/\omega)^2)^{-1}$). Для релятивистских пучков электронов в диэлектрической среде это условие имеет вид $E_{1z} \sim E_{1x} (n_1^2 - N_1^2)^{-1}$, которое для простоты будем называть продольным резонансом. Очевид-

но, что эффективность процесса определяется двумя резонансами—черенковским и продольным. Как обычно, он оптимален при выполнении условия фазового синхронизма $\alpha=0$ (или $\alpha r \ll 1$).

Обобщим выражение (2) на случай, когда пучок электронов имеет гауссовы разбросы по энергиям и углам с ширинами Δ и δ соответственно. Очевидно, что среди множества частиц найдутся электроны, для которых выполняется условие Черенкова $1-\beta_z=0$. Они будут усиливать или поглощать волну накачки (1) [1, 2]. Однако, если

$$\varepsilon = \varepsilon_r - r\Delta / \sqrt{\ln 2}, \quad \theta = \theta_r - r\delta / \sqrt{\ln 2},$$

где ε —средняя энергия пучка частиц, θ —угол между его центральной осью и осью z , ε_r и θ_r —энергия и угол, удовлетворяющие условию Черенкова, то вклад этих процессов экспоненциально мал. В этом случае усреднение (2) по гауссову разбросу эквивалентно подстановке

$$(1 - n_1 \beta_z)^2 = \frac{r(2r+1)}{2 \ln 2} [(mc^2/\varepsilon)^4 (\Delta/\varepsilon)^2 + \theta^2 \delta^2 / 2],$$

а V_x теперь является проекцией средней скорости пучка частиц на ось z .

При генерации высших гармоник ($r \gg 1$) в качестве среды можно взять резонансный газ. Учет резонансного поглощения поля r -ой гармоники в (2) осуществляется заменой

$$\sin^2(ar)/(ar)^2 \rightarrow [(e^{-\gamma z} - 1)^2 + 4e^{-\gamma z} - \sin^2(ar)]/[(2ar)^2 + (\gamma z)^2],$$

где γ —коэффициент поглощения среды.

Рассмотрим возможность экспериментального наблюдения второй гармоники. Пусть волна накачки, мощность которой $P = 2,93 \cdot 10^4$ Вт/см² ($\xi = 1,29 \cdot 10^{-6}$) на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм, распространяется в воздухе и пересекает пучок электронов с $\varepsilon = 15,8$ МэВ, $\delta = \Delta/\varepsilon = 10^{-3}$, током 25 кА/см^2 ($\rho_0 = 4,51 \cdot 10^{12}$ см⁻³) под углом $\theta = 1,41 \cdot 10^{-3}$ рад. Учитывая, что показатель преломления воздуха [3]

$$n_0 = 1 + p \cdot 10^{-6} [64 + 29448/(146 - \lambda^{-2}) + 25/(41 - \lambda^{-2})],$$

где p —давление газа, измеренное в атм, λ —длина волны в мкм, получаем $n_1 = 1,0005$, $n_2 - n_1 < 10^{-7}$, если $p = 1,83$ атм. Если длина взаимодействия $z = 1$ см, то $\eta_2 = 27\%$. Отметим, что на таких расстояниях можно пренебречь многократным рассеянием электронов [4] на молекулах, т.к. среднеквадратичный угол рассеяния $\bar{\theta}^2 = 0,9 \cdot 10^{-6}$.

Пусть теперь волна накачки имеет мощность $P = 5,33 \cdot 10^5$ Вт/см² ($\xi = 6,61 \cdot 10^{-7}$) на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм. Оценим эффективность генерации 18-ой гармоники $\lambda_{18} = 0,0589$ мкм. Для обеспечения условия синхронизма ($n_1 = n_{18}$) возьмем смесь газов из воздуха и гелия ($n =$

$$= n_{18} + \frac{3,32 \cdot 10^{-3} p_1}{293,21 - \lambda^{-2}}, \text{ где } p_1 \text{ — парциальное давление гелия}). \text{ Учитывая, что}$$

атомы гелия имеют резонансную линию поглощения $\lambda=0,0584$ мкм [5]. получаем соотношение плотностей гелия и воздуха 1:1,68. Если давление воздуха $p=0,18$ атм, то $p_1=1,00005$. Пусть средняя энергия пучка электронов $\varepsilon=50$ МэВ, $\rho_0=9,26 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\delta=\Delta/\varepsilon=10^{-4}$, $\theta=1,41 \cdot 10^{-4}$ рад, $\gamma=0,9$. В этом случае $\eta_{18}=0,15\%$, если $z=1$ см. Численные оценки показывают, что для выбранных параметров можно пренебречь многократным рассеянием электронов ($\bar{\theta}^2=8,6 \cdot 10^{-9}$), резонансным поглощением ($\gamma z \sim 10^{-6}$) и резонансным рассеянием поля [6] 18-ой гармоники на атомах гелия (4,6%). Отметим, что требования к параметрам пучка электронов при генерации гармоник с большими номерами высоки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 539 (1981).
2. Оганесян С. Г., Абаджян С. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 133 (1987).
3. Аллен К. У. Астрофизические величины. ИЛ. М., 1960, 304 с.
4. Джексон Д. Классическая электродинамика. Изд. Мир, 1965, 702 с.
5. Смирнов Б. М. Физика слабоионизированного газа. Изд. Наука, М., 1978, 416 с.
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, т. 3—4, Изд. Мир, М., 1977, 347 с.

ՀԱՐԱՄՈՆԻԿՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՄՈՏ

Ս. Գ. ՂՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ս. Վ. ԱԲԱԶՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ գազային միջավայրում հնարավոր է էլեկտրոնային ինչի օգնությամբ փոխակերպել լազերային ճառագայթման էներգիան կամայական հարմոնիկի վրա: Պրոցեսի էֆեկտիվությունը որոշվում է երկու տիպի ռեզոնանսներով՝ չերենկովյան և ընդլայնական:

GENERATION OF HARMONICS NEAR THE CHERENKOV RESONANCE

S. G. OGANESYAN, S. V. ABADJYAN

The possibility for the generation of an arbitrary harmonics on an electron beam in gaseous medium is investigated. It is shown that the conversion efficiency is determined by Cherenkov and longitudinal resonances.

Изв. АН Армения, Физика, т. 27, вып. 3, с. 128—134 (1992)

УДК 621.373.826

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОМ КОМПРЕССОРЕ

Т. А. ПАПАЗЯН, Л. Х. МУРАДЯН, Н. А. МАРКАРЯН, А. В. ЗОГРАБЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 10 октября 1991 г.)

В статье исследован процесс спектральной компрессии случайно-модулированного импульсного излучения. Показано, что для сверхкоротких