

УДК 533.9

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ БЕЗ ИНВЕРСИИ

К.Б. ОГАНЕСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

e-mail: bsk@yerphi.am

(Поступила в редакцию 15 мая 2015 г.)

Показано, что возможность создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) имеет пороговый характер по интенсивности усиливаемой волны. Дано описание пороговых условий в одночастичном подходе. Показано, что порог наблюдения усиления без инверсии достаточно высок, что может существенно затруднить возможность экспериментальной реализации ЛСЭБИ.

1. Введение

Идея создания лазеров на свободных электронах без инверсии (ЛСЭБИ) была предложена впервые в работе [1], затем развивалась и совершенствовалась в работах [2–4]. Конкретные схемы реализации ЛСЭБИ предлагались и рассматривались в работах [5,6]. Одним из ключевых моментов в схемах реализации ЛСЭБИ является предложение об использовании неколлинеарного распространения электронного пучка и усиливаемого излучения. В обычных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) и в строфотронах такие схемы известны и обсуждаются давно [7–21]. Применительно к ЛСЭБИ с двумя ондуляторами основная идея состоит в том, что при неколлинеарном взаимодействии лазерного и электронного пучков у электронов после первого ондулятора возникает разброс по поперечным скоростям, а значит и по углам, и этот разброс напрямую связан с приростом энергии электронов. Поэтому селекция электронов по направлениям в межондуляторном промежутке оказывается эквивалентной селекции по энергиям. Это позволяет изменять контролируемым образом длину пути электронов с разными энергиями в межондуляторном пространстве и распределение по энергиям на входе во второй ондулятор. Если устройства в межондуляторном промежутке обладают свойством отрицательной дисперсии (т. е. более быстрые электроны тратят больше времени на прохождение межондуляторного пространства, чем медленные), то интегральный (по энергиям электронов) коэффициент усиления $G(\omega)$ может быть сделан положительным практически во всей области изменения частоты ω усиливаемой волны в окрестности резонансной частоты ондулятора. Это и есть ЛСЭБИ.

Данный механизм может работать только, если разброс по углам α , возникающий в результате взаимодействия электронов с полем ондулятора и усиливаемой волны, больше, чем естественный разброс $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ по направлениям скорости в электронном пучке. Практически, величина $\Delta\alpha_{\text{beam}}$ не может быть меньше, чем 10^{-6} рад. Условие $\alpha > \Delta\alpha_{\text{beam}}$ приводит к возникновению порога реализации ЛСЭБИ либо по интенсивности лазерного излучения, либо по плотности электронного пучка.

В настоящей работе оценивается порог возникновения эффекта усиления без инверсии в предлагавшихся для достижения этой цели схемах ЛСЭ. Анализ будет выполнен в рамках одночастичного подхода.

2. Одночастичный подход

В случае неколлинеарного ЛСЭ фаза медленного движения электрона определяется выражением

$$\varphi = qz + \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t, \quad (1)$$

где $q = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 – период ондулятора, $\mathbf{k}$ и ω – волновой вектор и частота усиливаемой волны, связанные в вакууме соотношением $\omega = kc$, $\mathbf{r}(t)$ – радиус-вектор электрона, $z(t)$ – проекция радиус-вектора на ось ондулятора. Пусть вектор $\mathbf{k}$ лежит в плоскости xz и составляет угол θ с осью ондулятора, а вектор поляризации поля волны направлен по оси y , как и векторные потенциалы полей лазерной волны A_L и ондулятора A_W , равные соответственно

$$A_L = \frac{c\varepsilon_0}{\omega} \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t), \quad A_W = \frac{H_0}{q} \cos(qz), \quad (2)$$

где ε_0 и H_0 – амплитуды напряженностей полей волны и ондулятора. Описанная геометрия соответствует предложенной в работе [4]. Можно показать, что в этой геометрии фаза медленного движения электрона (1) удовлетворяет тому же уравнению математического маятника, что и в коллинеарном ЛСЭ ($\theta = 0$),

$$\ddot{\varphi} = -a^2 \sin \varphi, \quad (3)$$

где

$$a = \frac{ce\sqrt{\varepsilon_0 H_0}}{E_0} \quad (4)$$

и $E_0 \equiv \gamma mc^2$ – начальная энергия электрона. Произведение at при t , равном времени пролета электрона через ондулятор с длиной L ($t = L/c$), есть параметр насыщения [10]

$$\mu = \frac{aL}{c} = \frac{eL\sqrt{\varepsilon_0 H_0}}{E_0}. \quad (5)$$

Усиление в обычном ЛСЭ с $H_0 = \text{const}$ эффективно только при $\mu \leq 1$, т. к. при $\mu > 1$ коэффициент усиления падает. Условие $\mu \sim 1$, определяющее границу насыщения, например, при $L = 3m$, $H_0 = 10^4$ Э, $\gamma = 10^2$ дает $\varepsilon_0 \sim 1.2 \times 10^6$ Вт/см, что соответствует интенсивности $I \sim 2 \times 10^5$ Вт/см².

Уравнение маятника (3) имеет сохраняющийся первый интеграл, равный его полной энергии:

$$\frac{\dot{\varphi}^2(t)}{2} - a^2 \cos \varphi(t) = \text{const}. \quad (6)$$

Начальные условия к уравнениям (3) и (6) имеют вид

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad \dot{\varphi}(0) = \delta \equiv \frac{\omega - \omega_{\text{res}}}{2\gamma^2}, \quad (7)$$

где φ_0 – произвольная начальная фаза, δ – расстройка резонанса, ω_{res} – резонансная частота неколлинеарного ЛСЭ

$$\omega_{\text{res}} = \frac{cq}{1 - \frac{v_0}{c} \cos \theta} \approx \frac{2\gamma^2 cq}{1 + \gamma^2 \theta^2}. \quad (8)$$

Здесь v_0 – начальная скорость электрона, направленная вдоль оси z . Характерная величина расстройки резонанса определяется условием $|\delta| \sim 1/t \sim c/L$.

Помимо уравнения маятника (3) аналогичным образом можно получить и уравнение для скорости изменения энергии электрона dE/dt . Сопоставление этих двух уравнений дает

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{2cq} \ddot{\varphi} \approx \frac{E_0}{2cq} \ddot{\varphi}. \quad (9)$$

В слабом поле ($\mu \ll 1$) уравнение (6) можно решить методом итераций по a^2 . Решение нулевого порядка – $\varphi^{(0)} = \varphi_0 + \delta t$. В первом порядке по a^2 из уравнения (6) находим

$$\varphi^{(1)} = \frac{a^2}{\delta} (\cos(\varphi_0 + \delta t) - \cos \varphi_0) \sim \frac{a^2 L}{c} = \frac{\mu^2 c}{L}. \quad (10)$$

Проинтегрированное по времени уравнение определяет прирост энергии электрона ΔE за проход через ондулятор, выраженный через скорость изменения фазы на выходе из ЛСЭ. В первом порядке по a^2 прирост энергии равен

$$\Delta E^{(1)} = \frac{E_0}{2cq} \dot{\varphi}^{(1)} \sim \frac{E_0}{2cq} \frac{\mu^2 c}{L} = \mu^2 E_0 \frac{\lambda_0}{4\pi L}. \quad (11)$$

Согласно работам [4] (уравнение (14)) и [6] (уравнение (13)), величина поперечной скорости электрона, приобретаемой вследствие взаимодействия с полями

волны и ондулятора, в первом порядке по d^2 связана с изменением энергии электрона за проход (11) соотношением $v_z = c\theta\Delta E / E_0$, что дает следующую оценку для угла отклонения α :

$$\alpha = \frac{v_x}{c} = \theta \mu^2 \frac{\lambda_0}{4\pi L} \sim \mu^2 \frac{d \lambda_0}{4\pi L^2}, \quad (12)$$

где d – диаметр электронного пучка и принято, что $\theta \sim d/L$.

Для проведения оценок примем, что $\lambda_0 = 3$ см, $d = 0.3$ см, $L = 3 \times 10^2$ см и $\mu = 1$. Тогда из уравнения (12) получим

$$\alpha \sim 10^{-6}. \quad (13)$$

Оценка (13) совпадает с нашими ранними [22,23] оценками, полученными другим методом. Для того, чтобы выполнялось условие $\alpha > \Delta\alpha_{\text{beam}}$, необходимо, чтобы естественная угловая расходимость электронного пучка была заметно меньше, чем 10^{-6} , что практически недостижимо.

3. Заключение

В работе исследовано влияние разброса скоростей электронов пучка по направлениям на работу ЛСЭБИ. Получено пороговое значение максимального разброса по углу скоростей электронов пучка в рамках одночастичного подхода. Показано, что порог на угол разброса соответствует наличию порога по интенсивности (или мощности) лазерного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G. Kurizki, M.O. Scully, C. Keitel.** Phys. Rev. Lett., **70**, 1433 (1993).
2. **B. Sherman, G. Kurizki, D.E. Nikonov, M.O. Scully.** Phys. Rev. Lett., **75**, 4602 (1995).
3. **D.E. Nikonov, B. Scherman, G. Kurizki, M.O. Scully.** Opt. Commun., **123**, 363 (1996).
4. **D.E. Nikonov, M.O. Scully, G. Kurizki.** Phys. Rev. E, **54**, 6780 (1996).
5. **A.I. Artemiev, M.V. Fedorov, Y.V. Rostovtsev, G. Kurizki, M.O. Scully,** Phys. Rev. Lett., **85**, 4510 (2000).
6. **Yu. Rostovtsev, S. Trendafilov, A. Artemyev, K. Kapale, G. Kurizki, M.O. Scully.** Phys. Rev. Lett., **90**, 214802 (2003).
7. **D.F. Zaretsky, E.A. Nersesov, M.V. Fedorov.** ЖЭТФ, **80**, 999 (1981); Phys. Lett., **82**, 227 (1981).
8. **M.V. Fedorov, S. Stenholm.** Opt. Commun., **49**, 355 (1984).
9. **A.A. Varfolomeev, T.V. Yarovoi.** Nucl. Instr. Meth. A, **445**, 290 (2000).
10. **M.V. Fedorov.** Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. Singapore, World Scientific, 1997.
11. **K.B. Oganessian, M.L. Petrosyan.** YerPHI-475(18) – 81, Yerevan, 1981.
12. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian.** IEEE J. Quant. Electr., QE-21, 1059 (1985).
13. **Д.Ф. Зарецкий, Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** Квантовая электроника, **13**, 685, (1986).
14. **Э.А. Нерсесов, К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **56**, 2402 (1986).

15. **К.Б. Оганесян, М.В. Федоров.** ЖТФ, **57**, 2105 (1987).
16. **M.L. Petrosyan, L.A. Gabrielyan, Yu.R. Nazaryan, G.Kh. Tovmasyan, K.B. Oganessian.** Laser Physics, **17**, 1077 (2007).
17. **M.V. Fedorov, K.B. Oganessian, A.M. Prokhorov.** Appl. Phys. Lett., **53**, 353 (1988).
18. **К.Б. Оганесян, А.М. Прохоров, М.В. Федоров.** ЖЭТФ, **94**, 80 (1988).
19. **Е.М. Sarkisyan, K.G. Petrosyan, K.B. Oganessian, V.A. Saakyan, N.Sh. Izmailyan, С.К. Ну.** Laser Physics, **18**, 621 (2008).
20. **М.Л. Петросян, Л.А. Габриелян, Ю.Р. Назарян, Г.Х. Товмасын, К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 57 (2007).
21. **К.Б. Оганесян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 169 (2015).
22. **A.I. Artemiev, D.I. Klochkov, K.B. Oganessian, M.V. Fedorov, Yu.V. Rostovtsev.** Laser Physics, **17**, 1213 (2007).
23. **D.N. Klochkov, K.B. Oganessian, Y.V. Rostovtsev, G. Kurizki.** Laser Physics Letters, **11**, 125001 (2014).

ԱՌԱՆՑ ՎԵՐԱԲՆԱԿԵՑՄԱՆ ԱԶԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐՆԵՐԻ,
ԻՐԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ՈՐՈՇ ՅՈՒՐԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Կ.Բ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ առանց վերաբնակեցման ազատ էլեկտրոնային լազերների (ԱՎԱԷԼ) ստեղծման հնարավորությունը ունի շեմային բնույթ ըստ ուժեղացվող ալիքի: Միամասնիկային ռեժիմում տրված է շեմային պայմանների նկարագրությունը: Ցույց է տրված, որ առանց վերաբնակեցման ուժեղացման դիտման շեմը բավական բարձր է, ինչը կարող է էապես դժվարացնել ԱՎԱԷԼ-ների իրականացման փորձնական հնարավորությունները :

SOME FEATURES OF REALIZATION OF FREE ELECTRON LASERS WITHOUT INVERSION

K.B. OGANESYAN

The possibility of creation of free electron lasers without inversion (FELWI) that has threshold behavior on amplified wave intensity is shown. The description of threshold conditions in single regime is given. It is shown, that the observation threshold of amplification without inversion is very high, which essentially hampers experimental realization possibility of FELWI.