

Расчеты показывают, что в приближениях, использованных в работе и при условии (13), модуляция пучка электронов происходит без затрат энергии электромагнитной волны (1).

Полагая, что показатель преломления газовой среды $n=1.00017$, ток пучка частиц $I=438 \text{ А/см}^2$, $\varepsilon_0=12 \text{ МэВ}$, $\Delta_{\parallel}/P_0=\Delta_{\perp}/P_0=2 \cdot 10^{-4}$, $d=0.1 \text{ см}$, $\theta=4.2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$ и $H_0 \gg 13 \text{ кГс}$, получаем, что коэффициент усиления $\Gamma=0.1 \text{ см}^{-1}$ на длине волны 1.06 мкм . При этих же параметрах коэффициент усиления черенковского лазера [3] $8.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Сравним также полученные численные результаты с оценками работы [2]. Учитывая, что усиление прямо пропорционально току пучка электронов, получаем, что при $I=438 \text{ А/см}^2$ коэффициент усиления работы [2] порядка 10^{-3} см^{-1} .

Авторы благодарят профессора В. М. Арутюняна за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Artamonov A. S., Vinokurov N. A., Veblyi P. D. et al. Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 177. P. 247—252.
- [2] Danny Y. W., Fauchet A.-M., Plestrup M. A., Pantell R. H. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. QE-19. N 3. P. 389—390.
- [3] Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 9. С. 539—544.
- [4] Джексон Д. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

Поступило в Редакцию
18 ноября 1987 г.

ОБ УПРАВЛЕНИИ ПРОДОЛЬНОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ОНДУЛЯТОРАХ

Я. С. Дербенева

Зависимость скорости поступательного движения электрона в ондуляторе от его энергии $v(\varepsilon)$ является одной из основных характеристик, определяющих эффективность генерации когерентного микроволнового излучения пучком электронов. С величиной $\partial v/\partial \varepsilon$ связаны такие параметры процесса, как порог генерации, длина усиления, электронный КПД.

Для оптимизации процесса генерации существенной является возможность управления продольной подвижностью электронов. В работе [1] было показано, что погружение ондулятора в продольное магнитное поле позволяет регулировать $\partial v/\partial \varepsilon$ в большом диапазоне значений как в сторону увеличения, так и уменьшения, включая также изменение знака; все эти свойства могут находить употребление в генерации излучения и других задачах. В данном сообщении обращается внимание на другие способы, которые могут представлять интерес при работе с электронными пучками высоких энергий (десятки, сотни мегаэлектрон-вольт и более). Они основаны на введении в ондулятор дополнительных периодических магнитных полей в совокупности с полями, осуществляющими фокусировку пучка.

Эффективное управление продольной массой при введении соленоида осуществляется в районе резонанса

$$|\lambda_L - \lambda_0| \ll \lambda_0, \quad (1)$$

где λ_0 — период ондулятора, λ_L — период ларморовской спирали электрона в продольном поле B_z ,

$$\lambda_L = \varepsilon v / e B_z$$

(e — заряд электрона, скорость света полагаем равной единице).

При фиксированном λ_0 с увеличением энергии электронов требуемая по условию (1) величина B_z становится непреодолимо большой. Выходом из затруднения может стать введение, кроме соленоидального поля, длиннопериодического ондуляторного поля B_d с периодом $\lambda_d \sim \lambda_L \gg \lambda_0$, не несущего функции генерации излучения. Наконец, при еще более высоких энергиях целесообразно использовать вместо соленоида квадрупольные магниты, обеспечивающие более жесткую фокусировку пучка, что позволяет сократить период λ_d . При ха-

рактором фокусным расстоянием в квадрупольном поле λ_q эффективное управление продольной массой будет осуществляться в области $|\lambda_q - \lambda_d| \lesssim \lambda_d \gg \lambda_0$.

Зависимость $v(\varepsilon)$ во всех случаях определяется из общей связи $v = \overline{(v^2 - v_{\perp}^2)^{1/2}}$, где $v = \overline{(1 - m^2/\varepsilon^2)^{1/2}}$, $v_{\perp}(z)$ — поперечная к оси структуры (ось z) скорость электрона, усреднение выполняется по траектории электрона $v_{\perp}(z)$. Для интересующей нас области $v_{\perp} \ll v$ в низшем порядке $v = v - \overline{v_{\perp}^2}/2v$, а в ультрарелятивистском случае

$$v = 1 - (m^2 + \overline{p_{\perp}^2})/2\varepsilon^2 \equiv 1 - \overline{\varepsilon_{\perp}^2}/2\varepsilon^2,$$

при этом

$$\partial v / \partial \varepsilon = \overline{\varepsilon_{\perp}^2} / \varepsilon^3 - (\partial \overline{p_{\perp}^2} / \partial \varepsilon) / 2\varepsilon^2. \quad (2)$$

Будем считать, что импульс $p_{\perp}(z)$ соответствует движению электрона по вынужденной (равновесной) траектории в периодическом или условно-периодическом магнитном поле, пренебрегая отклонениями от этой траектории, связанными с несогласованностью и разбросом начальных условий.

В расчетах величину $\overline{p_{\perp}^2}$ удобно рассматривать непосредственно как функцию продольного импульса $\overline{p_{\parallel}} = \varepsilon v$. Учитывая связь $\overline{p_{\parallel}} \approx p - \overline{p_{\perp}^2}/2p$, $p = \varepsilon v$, можно записать $\partial v / \partial \varepsilon$ в виде

$$\frac{\partial v}{\partial \varepsilon} \approx \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\overline{\varepsilon_{\perp}^2}}{\varepsilon^2} - \frac{1}{2\varepsilon} \frac{\partial \overline{p_{\perp}^2}}{\partial p_{\parallel}} \right) \left(1 + \frac{1}{2\varepsilon} \frac{\partial \overline{p_{\perp}^2}}{\partial p_{\parallel}} \right), \quad (3)$$

отличие $\overline{p_{\parallel}}$ от p при определении $\overline{p_{\perp}^2}$ как функционала от магнитного поля может стать существенным при резонансном возбуждении p_{\perp} .

Приведем ряд конкретных примеров.

1. В «классической» ондуляторной структуре периода λ_0 (т. е. без каких-либо дополнительных полей) зависимость $\overline{p_{\perp}^2}(\varepsilon)$ связана лишь с поперечной неоднородностью поля и пренебрежимо мала

$$p_{\perp} \approx \varepsilon v \times \int \mathbf{B}_0(\mathbf{r}_{\perp}(z), z) dz \approx -e\mathbf{A}_0(\mathbf{r}_{\perp}(z), z), \quad \partial v / \partial \varepsilon \approx (m^2 + e^2 \overline{A_0^2}) / \varepsilon^3,$$

где $\mathbf{A}_0(\mathbf{r}_{\perp}, z) = \mathbf{A}_0(\mathbf{r}_{\perp}, z + \lambda_0)$ — векторный потенциал поля ондулятора вблизи оси.

2. В спиральном ондуляторе (поле B_0 , шаг спирали λ_0) с соленоидом с полем B_s (случай, рассмотренный в [1]) поперечный импульс становится резонансной функцией от $\overline{p_{\parallel}}$

$$p_{\perp}^2 = p_0^2 \cdot \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{\perp}} \right)^{-2}, \quad p_0 = eB_0\lambda_0/2\pi,$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial p_{\perp}^2}{\partial p_{\parallel}} = p_{\perp}^2 \left(1 - \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \right) \varepsilon.$$

3. В области $\lambda_L \gg \lambda_0$ при включении в структуру с полем $A_0(z)$ дополнительного (спирального) ондулятора с полем $B_d(z)$ периода $\lambda_d \sim \lambda_L$

$$(B_x + iB_y)_d = iD e^{i\alpha_d r}, \quad \alpha_d \equiv 2\pi/\lambda_d, \\ D = \text{const} + O(\alpha_d^2 r_{\perp}^2), \quad \alpha_d r_{\perp} \ll 1, \quad \mathbf{r}_{\perp} = (x, y)$$

получим:

$$\overline{p_{\perp}^2} = e^2 \overline{A_0^2} + p_s^2, \\ p_s^2 = \left[eD\lambda_d / 2\pi \left(1 - \frac{\lambda_d}{\lambda_L} \right) \right]^2, \\ \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{p_{\perp}^2}}{\partial p_{\parallel}} = p_s^2 \left(1 - \frac{\lambda_L}{\lambda_d} \right) \varepsilon. \quad (4)$$

4. Заменяем в предыдущем случае соленоид на спиральный квадруполь с полем $B_q(z)$ периода $2\pi/\alpha_q$

$$(B_x + iB_y)_q = iQ \cdot (x - iy) e^{i\alpha_q r}, \\ Q = \text{const} + O(\alpha_q^2 r_{\perp}^2), \quad \alpha_q r_{\perp} \ll 1,$$

при этом возбуждается поперечный импульс с квадратичным средним значением

$$\overline{p_y^2} = e^2 D^2 \cdot (x_d - x_q)^2 \frac{x_d^2 (x_d - x_q)^2 + n^2}{[x_d^2 (x_d - x_q)^2 - n^2]^2},$$

где $n = eQ/\overline{p_x}$ (поперечное движение устойчиво при $|n| < x_d^2/4$).

При этом

$$\begin{aligned} \overline{p_1^2} &= e^2 A_0^2 + \overline{q_p^2}, \\ \frac{\partial \overline{p_1^2}}{\partial \varepsilon} &= -2n^2 \frac{\overline{p_q^2}}{\varepsilon} \frac{3x_d^2 (x_d - x_q)^2 + n^2}{x_d^4 (x_d - x_q)^4 - n^4}. \end{aligned} \quad (5)$$

5. Вместо спиральных полей предыдущего случая для фокусировки пучка и управления продольной массой частиц могут использоваться обычные знакопеременные дипольные и квадрупольные магниты. Продольная масса в такой структуре имеет зависимость от основных параметров, аналогичную зависимости (5); соответствующие формулы опущены из-за их сравнительной громоздкости.

Как видно из приведенных примеров, введение длиннопериодических ондуляторных полей вместе с фокусирующими полями позволяет осуществлять управление продольной подвижностью электронов без ограничений на энергию. При этом величина $(\partial v/\partial \varepsilon)^{-1}$ может принимать любые положительные и отрицательные значения, обращаться в бесконечность и зануляться. В связи с последней возможностью отметим динамические ограничения на минимальные значения эффективной массы. Первое обусловлено возможной потерей устойчивости поперечных колебаний при достаточной близости резонанса между вынужденными поперечным движением и свободными колебаниями частиц в фокусирующем поле из-за связи поперечного и продольного движений. Другое ограничение существенно для интенсивных пучков: эффективное расстояние до резонанса не может быть меньше характерного обратного времени генерации. С учетом этих и других ограничений выбор оптимальных значений параметров управляющих полей и вариации их вдоль тракта пучка должен основываться на детальном анализе динамики пучка, процесса генерации и свойств излучения.

Список литературы

- [1] Кондратенко А. М., Салдин Е. Л. // ДАН СССР. 1979. Т. 249. № 4. С. 843. ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 8. С. 1633.

Поступило в Редакцию
3 января 1989 г.

ПЛЕНКИ ГЕКСАФЕРРИТОВ (ГФ) НА СЛАБОМАГНИТНЫХ ПОДЛОЖКАХ

В. П. Чепарин, В. И. Пряхоренко, С. А. Громогласов,
А. П. Черкасов

Использование резонаторов на основе монокристаллов высокоанизотропных гексаферритов (ГФ) в качестве активных элементов приборов гироманитной электроники предъявляет определенные требования к форме и размерам резонаторов. Ферритовый резонатор должен обладать высокой добротностью. Для достижения высокой селективности устройства необходимо, чтобы размеры резонатора были значительно меньше длины волны рабочего диапазона. Изготовление сферических резонаторов диаметром, не превышающим 0.1 мм, из анизотропных ферритов является достаточно сложной задачей. Поэтому перспективы применения ГФ резонаторов в частотно-селективных устройствах микроволнового диапазона связаны с получением их на основе монокристаллических пленок ГФ.

Трудности, встречающиеся при выращивании гексаферритовых пленок, связаны с отсутствием подложечных материалов с желаемыми периодами идентичности решетки. В настоящее время часто в качестве подложек для синтеза монокристаллических пленок ГФ используются изоморфные им по структуре монокристаллы $\text{SrGa}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{BaAl}_{12}\text{O}_{19}$. Однако выбор