

На рис. 2 представлена диаграмма направленности излучения в случае S поляризации при $n_2=1, 6$; $n_1=1, 4$; $n_3=1$, когда угол между касательными к границам S и S_1 равен 1° : $h_1 = \text{tg } 1^\circ$.

Таким образом, в работе получены формулы, описывающие распространение волновых мод в изогнутом волноводе до критического сечения (3), в критическом сечении (5) и расходящейся из критического сечения цилиндрической волны (6) с узкой диаграммой направленности.

Список литературы

- [1] *Dendane A., Arnold J. M.* // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. 22. N 9. P. 1551—1556.
- [2] *Дерягин В. Н., Попов Ю. В., Скитеева Л. А.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. № 3. С. 526—528.
- [3] *Старков А. С.* // Математические вопросы теории распространения волн. Л.: Наука, 1987. Т. 165. Вып. 17. С. 166—176.
- [4] *Фок В. А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.

Ленинградский
технологический институт
холодильной промышленности

Поступило в Редакцию
17 ноября 1988 г.

В окончательной редакции
2 июля 1989 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

СПИРАЛЬНАЯ АХРОМАТИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. С. Артамонов, Я. С. Дербенев, Н. И. Иноземцев

1. В работе [1] было обращено внимание на возможность компенсации угловой дисперсии продольных скоростей пучка заряженных частиц, движущегося в линейной структуре с периодическим магнитным полем. Этот вопрос важен для применений, требующих высокой монохроматичности продольного движения частиц, к ним относится генерация когерентного микроволнового излучения ультрарелятивистскими электронами в ондуляторах. Для случая движения в спиральном ондуляторе с продольным магнитным полем соленоида в [1] в численном виде установлена связь параметров, при которой происходит указанная компенсация. В данной работе рассматривается случай спирального поля более общего вида (в отсутствие соленоида), содержащего квадрупольную гармонику, обеспечивающую жесткую фокусировку пучка. Результаты работы в совокупности с результатами [1] обсуждаются применительно к задаче генерации микроволнового излучения.

2. Стационарное магнитное поле спиральной симметрии в общем случае описывается векторным потенциалом (во внутренней области, свободной от создающих токов)

$$\begin{aligned}
 A_\rho &= \frac{1}{2i\pi^2\rho} \sum_{n>0} A_n I_n(n\rho) e^{in\psi} + \text{к. с.}, \\
 A_\varphi &= \frac{1}{2\pi} \sum_{n>0} A_n I'_n(n\rho) e^{in\psi} + \text{к. с.}, \\
 A_z &= 0, \quad \psi = \varphi - \kappa z,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $\kappa=2\pi/\lambda$; λ — период структуры; ρ, φ, z — цилиндрические координаты; I_n — модифицированные функции Бесселя целого порядка; A_n — произвольные комплексные постоянные. Здесь для упрощения ограничимся условием, что все A_n действительные.

Случай спирального ондулятора (в соленоиде), рассмотренный в [1], соответствует условиям, когда все четные гармоники (т. е. квадрупольные и более высокие) отсутствуют ($A_{2n}=0$), а нечетные равны

$$A_n = \frac{2nB_0}{K'_1(xa)} K'_n(nxa)$$

(a — радиус спиралей тока, K_n — функции Макдональда).

Как и в работе [1], для расчета зависимости средней продольной скорости частицы v (вдоль оси z) от переменных действия поперечного движения I_1, I_2 воспользуемся канонической связью

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial v}{\partial I_{1,2}} = \frac{\partial \omega_{1,2}}{\partial \mathcal{E}}, \quad (2)$$

где $\omega_{1,2}$ — обобщенные частоты нормальных колебаний частиц возле периодической траектории $\rho_s(z) = \rho_s(z + \lambda)$, \mathcal{E} — энергия частицы.

3. Проведем сначала приближенный расчет условий зануления дисперсии $\partial \omega_{1,2} / \partial \mathcal{E}$ для случая движения частиц вблизи оси структуры, когда

$$x\rho \ll 1. \quad (3)$$

Уравнения поперечного движения при условии (3) можно записать в виде

$$u'' + 2i\kappa u' - \kappa^2 u = -\frac{e}{p} [B(u)]^*, \quad (4)$$

где $u = x + iy$, $B(u) = B_y + iB_x$; x, y и B_x, B_y — декартовы компоненты ρ и поперечного магнитного поля во вращающейся системе координат (B не зависит от z); штрих означает производную по z ; $p = \sqrt{\mathcal{E}^2 - m^2}$ — импульс частицы (скорость света равна единице).

В соответствии с разложением (1) функцию $B(u)$ можно представить рядом

$$B(u) = \sum_{n>0} B_n u^{n-1} \quad (5)$$

с комплексными B_n , являющимися аналитическими функциями ($x\rho$)². Далее в этом пункте в соответствии с (3) пренебрегаем непостоянством B_n .

Равновесная траектория частиц u_s определяется из (4), при $u' = 0$

$$u_s \kappa^2 = \frac{eB^*}{p}. \quad (6)$$

Частоты малых колебаний относительно равновесной траектории определим из линеаризованных уравнений движения (4)

$$\begin{aligned} \xi'' + 2i\kappa\xi' - \kappa^2\xi + g_s^*\xi^* &= 0, \\ \xi &= u - u_s, \quad g_s = g(u_s), \quad g(u) = \frac{e}{p} \frac{\partial B}{\partial u}. \end{aligned}$$

Для нормальных решений $\sim \exp(i\omega z)$ найдем

$$\omega^2 = \kappa^2 \pm |g_s|, \quad (7)$$

следовательно, равновесная траектория устойчива, если $|g_s| > \chi^2$.

Условие компенсации угловой дисперсии, согласно (2), имеет вид

$$\left(\frac{\partial g}{\partial u} \right)_s \frac{\partial u_s}{\partial p} = \frac{g_s}{p}. \quad (8)$$

Находя производную $\partial u_s / \partial p$ из уравнения (6), получим из (8)

$$g_s (\kappa^4 - |g_s|^2) + \kappa^2 (\kappa^2 u_s + g_s^* u_s^*) \left(\frac{\partial g}{\partial u} \right)_s = 0,$$

или, учитывая, что $y = 0$,

$$\left(\frac{x}{g} \frac{\partial g}{\partial x} \right)_s = -1 + \frac{|g_s|}{\chi^2}. \quad (9)$$

Предположим, что магнитное поле (5) содержит лишь дипольную, квадрупольную и секстипольную гармоники ($n = 1, 2, 3$)

$$B = B_1 + B_2 u + B_3 u^2,$$

тогда соотношения (6), (7), (9) определяются значениями B_1, B_2, B_3 , через x_s, g_s и χ (или через x_s, ω_1, ω_2)

$$\frac{eB_1}{p} = x_s \left(x^2 - \frac{3}{2} g_s + \frac{g_s^2}{2x^2} \right),$$

$$\frac{eB_3}{p} = \frac{g_s}{2x_s} \left(\frac{g_s}{x^2} - 1 \right), \quad \frac{eB_2}{p} = 2g_s - \frac{g_s^2}{x^2}.$$

4. В более общем случае, не предполагая малости $\chi\theta$ (при действительных A_n), получим следующие условия зануления дисперсии ($\theta = \chi\rho_s$):

$$F_3 F_4 (1 + \theta^2) [-F_3^2 + F_1 (1 + \theta^2) (F_g + \theta^2 F_3)] - \theta F_1 (\theta^2 F_3 + F_5) \times [-2F_3 \theta^2 - F_1 F_3 (1 + \theta^2) (2 + \theta^2) + 2F_1 (1 + \theta^2)^2] = 0, \quad (10)$$

где

$$F_1 = \sum_{n>0} A_n \cdot n I'_n(n\theta), \quad F_3 = \frac{1}{\theta} \sum_{n>0} A_n I_n(n\theta),$$

$$F_4 = \sum_{n>0} A_n \cdot n^2 I_n(n\theta), \quad F_5 = 2F_3 - F_1 (1 + \theta^2),$$

при этом частоты свободных колебаний вблизи равновесной траектории

$$\theta = -\frac{F_3}{\chi v - \theta F_3} \left(\psi = 0, \quad v = \text{const} = \frac{p_z}{\delta}, \quad p_z^2 (1 + \theta^2) = p^2 \right)$$

равны

$$\omega_{1,2} = \left[\frac{1}{2} (\mathcal{S} \pm \sqrt{\mathcal{S}^2 - 4Q}) \right]^{1/2},$$

где

$$\mathcal{S} = x^2 + \left(\frac{F_3}{p_z \theta} \right)^2 (1 + \theta^2),$$

$$Q = \frac{\chi^3 \theta F_1}{p_z} \left\{ 1 + \frac{1 + \theta^2}{2\chi p_s \theta} [2F_3 - F_1 (1 + \theta^2)] \right\}.$$

Отметим, что уравнение (10) совпадает с соответствующим уравнением, определяющим условие зануления угловой дисперсии продольной скорости в спиральном ондуляторе с соленоидом, полученным в [1].

При $\theta^2 \ll 1$ уравнение (10) сводится к следующему: $(2F_3 - F_1)(F_1 - F_3)(F_3 F_4 - \theta F_1^2) = 0$. Подставляя в этом случае в уравнение $F_3 F_4 = \theta F_1^2$ выражения для F_1, F_3, F_4 , соответствующие магнитному полю вида $B = B_1 + B_2 u + B_3 u^2$, получим условие (9).

Условие же зануления угловой дисперсии в спиральном ондуляторе с продольным магнитным полем соответствует равенству $2F_3 = F_1$. Учитывая, что при $\theta^2 \ll 1$ и $\chi a \ll 1$

$$F_3 \approx 1/(1 - x^2), \quad F_1 \approx \frac{d}{dx} \frac{x}{1 - x^2}$$

(здесь $x = \theta/\chi a$), найдем $x = 1/\sqrt{3}$ — решение, полученное численным образом в работе [1] в соответствующей области параметров.

5. Результаты данной работы и работы [1] показывают, что эффективная фокусировка пучка совместима с возможностью компенсации вклада эмиттанса пучка в дисперсию продольной скорости (при одновременном подавлении энергетической дисперсии частот поперечных колебаний).

При сравнительно невысоких энергиях электронов для фокусировки целесообразно употребление продольного поля (соленоида); при энергиях в десятки, сотни МэВ и более эффективна квадрупольная фокусировка. Подавление дисперсии требует введения дипольного магнитного поля, осциллирующего с периодом порядка фокусного расстояния, вместе с нелинейными (секступольной и возможными другими) гармониками. Наше рассмотрение ограничивалось винтовыми управляющими полями как более простыми для анализа; представляет интерес исследование в полях другого типа (например, обычно используемых «кусочно-постоянных»), а также обобщение на неоднородные структуры.

6. При использовании электронного пучка высокой энергии для генерации микроволнового излучения рациональным является разделение функций генерации и управления динамическими характеристиками пучка между короткопериодическим (период λ_0) «генерационным» ондулятором и специальными структурами, подобными рассмотренным здесь и в [1].

При естественном соотношении $\lambda_0 \ll \lambda \sim f \ll f_0$, где f и f_0 — характерные фокусные расстояния в управляющей структуре и в отдельно взятом генерационном ондуляторе, вклад последнего в дисперсию будет малым, ослабленным на фактор f/f_0 ; при необходимости более общее исследование позволяет определить уточненные условия компенсации дисперсии.

В дальнейшем рассмотрении нуждаются вопросы влияния управляющих полей на коллективную динамику пучка и излучения. Но ясно, что подавление дисперсии описанными приемами может существенно расширить область эффективной генерации когерентного излучения в направлении повышения энергии электронов (следовательно, жесткости и мощности излучения) и использования пучков с большими эмиттансами при умеренных импульсных токах.

Список литературы

- [1] Артамонов А. С., Дербенев Я. С., Иноземцев Н. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 214—215.

Научно-исследовательский,
проектно-конструкторский
и технологический институт
комплектного электропривода
Новосибирск

Поступило в Редакцию
31 января 1989 г.

05; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА НАГРУЖЕННЫМИ МЕТАЛЛАМИ

К. Б. Абрамова, Б. П. Перегуд, И. П. Щербаков

В последние десятилетия было установлено, что деформация и разрушение всех материалов стимулируют целый ряд явлений: механоэмиссию, механохимию, механолюминесценцию. Это породило новые направления исследований. Все они представляют самостоятельный интерес. Их изучение поможет построить более полную картину нагруженного и разрушающегося твердого тела.

Настоящая работа посвящена описанию исследований механолюминесценции металлов при их статическом нагружении. Ранее было установлено, что деформация и разрушение металлов в широком диапазоне скоростей нагружения приводит к излучению металлами света [1-6]. Было показано, что при прочих равных условиях интенсивность излучения, сопровождающего разрушение, зависит от характеристик металла [5] и скорости нагружения его. Интенсивность падает с уменьшением величины σ_T/λ (где σ_T — предел текучести, λ — теплопроводность) и с уменьшением скорости нагружения. Исходя из этого, вряд ли можно было ожидать существования интенсивной люминесценции при статическом нагружении, поэтому первые опыты имели целью лишь зафиксировать факт ее существования. Люминесценция металлов при статическом нагружении была зарегистрирована [4]. Для получения информации об этом излучении, приведенной в данной работе, была существенно улучшена техника эксперимента главным образом с целью повышения чувствительности.

В качестве детектора использовался фотоумножитель ФЭУ-136 ($\Delta\lambda = 300-820$ нм) в режиме счета импульсов. Тщательная световая экранировка, охлаждение фотокатода до -20°C , фиксирование его температуры с точностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$, использование специальной защиты от помех [7] позволили снизить шумовой фон до $N_\Phi \leq 2$ имп/с. Считывающая и записывающая импульсы аппаратура позволяла осуществлять запись практически неограниченно долго, причем интервал считывания мог меняться на десять порядков — от часа до долей микросекунды.

Испытуемые образцы вырезались из металлических лент толщиной 0.1 мм, полученных методом холодной прокатки из меди марки М1, стали 4Х13, титана ВТ-1-0. Эскиз образца

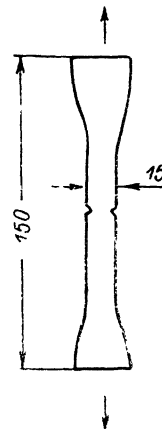


Рис. 1. Эскиз образца, подвергнутого нагружению.