

с амплитудно-разовой компенсацией всех, вызываемых средой возмущений, т.е. внутри оптического резонатора при возникновении генерации устанавливается адаптированное поле и в этом смысле лазер представляет собой фактически автоадаптирующую систему.

Таким образом, лазеры имеют полный набор характеристик излучения, которые могут быть использованы для обнаружения и контроля примесей в воде, находящихся во взвешенном, коллоидном, молекулярном либо истинно растворенном состояниях. В сочетании с химическими методами воздействия на растворы с помощью реагентов частицы вещества можно переводить из одной группы в другую, что открывает новые возможности исследования кинетики физико-химических процессов в экологии водной среды.

01;10
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА КОЛЕБАНИЯ ПОТОКА ЧАСТИЦ

Н.Д.Наумов

(Поступило в Редакцию 5 декабря 1993 г.)

Изучение процесса движения потоков заряженных частиц в электромагнитных полях является важной для практических приложений задачей. Применительно к задаче формирования и транспортировки пучков заряженных частиц известны нестационарные решения относятся либо к движению отдельной частицы, либо к границе пучка [1-3]. Представляет интерес разработка динамических моделей потоков заряженных частиц в рамках гидродинамического или кинетического описаний. В работе [4] была сформулирована схема приближенного решения системы самосогласованных уравнений, согласно которой выбирается некоторый "пробный" закон движения частицы и вычисляются потенциалы создаваемого при этом поля. Закон движения частицы в совокупности внешнего и собственного полей позволяет уточнить функции распределения. В данной работе показано, что выбор в качестве "пробного" автомодельного движения частиц [5] позволяет построить приближенную модель холодного потока частиц в периодическом фокусирующем поле.

В параксиальном приближении неоднородное электростатическое поле имеет вид [3]

$$\mathbf{E}_{ext} = E_0 \left(-\frac{1}{2} kx \cos kz, -\frac{1}{2} ky \cos kz, \sin kz \right), \quad (1)$$

где k , E_0 — постоянные, характеризующие фокусирующую систему.

Частицы будем считать нерелятивистскими и пренебрежем воздействием собственного магнитного поля потока. Как было показано в

[4], движение одиночной частицы, инжектированной в поле (1) под малым углом к оси z и имеющей продольную скорость u , заключается в быстрых осцилляциях с частотой $\Omega = ku$ около плавной траектории, которая в свою очередь представляет собой колебания с более медленной частотой $\omega = \varepsilon\Omega$; амплитуда осцилляций пропорциональна величине $\varepsilon = emE_0/2\sqrt{2}ku^2$, которую считаем малым параметром.

Будем исходить из предположения, что в пренебрежении величинами порядка ε поток остается однородным, а зависимость его размеров от времени обусловлена влиянием как внешнего поля, так и пространственного заряда. Для потока с сечением в виде эллипса с полуосями aR, bS оператор уравнения Власова имеет вид

$$\hat{N} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + e\mathbf{E}_{ext} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} + mW \left(x \frac{b}{R} \frac{\partial}{\partial p_x} + y \frac{a}{S} \frac{\partial}{\partial p_y} \right). \quad (2)$$

Здесь $W = \omega_p^2/(aR + bS)$, $\omega_p = \sqrt{4\pi n_p e^2/m}$ — плазменная частота. Для определенности функции R, S , зависимость которых от времени будет уточнена ниже, удовлетворяют условиям $R(0) \equiv R_0 = S_0 = 1$, т.е. a, b — начальные значения полуосей эллипса, n_p — начальная плотность частиц.

Перейдем в операторе к новым переменным, которые отражают структуру интегралов движения для автоматического решения [5]; точкой обозначается дифференцирование по τ

$$\tau = \Omega t, \quad \zeta = kz - \tau, \quad \lambda = p_z/mu, \quad \mu = q_x R - x\dot{R}/\varepsilon, \quad \xi = x/R - \mu G,$$

$$q_x = p_x/m\omega + x\sqrt{2} \sin kz, \quad G = \varepsilon \int_0^\tau dt' / R^2(\tau').$$

Переменные ν, η для движения вдоль оси y имеют аналогичный вид (с заменой R на S) и для краткости не приводятся. Опуская члены порядка ε , которые, что существенно, являются быстроосциллирующими, для оператора (2) получим

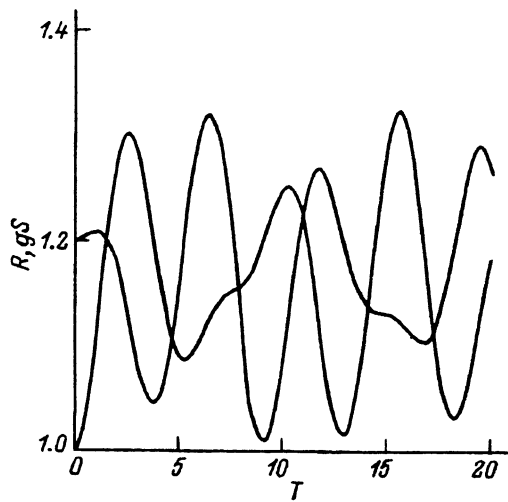
$$\frac{1}{\Omega} \hat{N} = \frac{\partial}{\partial \tau} + R(\ddot{R}/\varepsilon + \varepsilon R - bW/\omega\Omega)(\xi + \mu S) \left(\frac{\partial}{\partial \mu} - G \frac{\partial}{\partial \xi} \right) + (\lambda - 1) \frac{\partial}{\partial \zeta}.$$

Подобное выражение получается и для переменных ν, η . Нетрудно видеть, что

$$Q_x = \left(p_x + \sqrt{2}m\omega x \sin kz \right) R - mx\dot{R}, \quad X = x/R - Q_x \int_0^t dt' / mR^2$$

и аналогичные выражения для движения вдоль оси y будут приближенными (в пренебрежении членами порядка ε) интегралами движения при выполнении условий

$$\ddot{R} + \omega^2 R = bW, \quad \ddot{S} + \omega^2 S = aW. \quad (3)$$



Колебания размеров потока при $\omega_p/\omega = 1.5$, $g = 1.2$.

Здесь точкой обозначается дифференцирование по t . Соответственно функция распределения

$$F(x, p, t) = n_p \delta(Q_x) \delta(Q_y) \delta(p_z - tu) C \left[\left(\frac{X}{a} \right)^2 + \left(\frac{Y}{b} \right)^2, 1 \right], \quad (4)$$

где $C(r, 1)$ — единичная внутри круга единичного радиуса функция, является приближенным решением уравнения Власова, поскольку она приводит к выражению для плотности частиц в виде пульсирующего эллиптического цилиндра

$$n(x, t) = n_p C(\chi, 1) / RS, \quad \chi = (x/aR)^2 + (y/bS)^2,$$

электрическое поле которого фигурирует в исходной посылке (2). Для гидродинамической скорости потока найдем

$$\mathbf{V}(x, t) = \left(x \dot{R}/R - \sqrt{2}x \sin kz, y \dot{S}/S - \sqrt{2}y \sin kz, u \right) C(\chi, 1).$$

Система дифференциальных уравнений (3) упрощается, если ввести функции $\sigma = R + gS$, $\rho = R - gS$, где $g = b/a$,

$$\ddot{\sigma} + \omega^2 \sigma = 2g\omega_p^2/\sigma, \quad \ddot{\rho} + \omega^2 \rho = 0.$$

Первое уравнение имеет решение $\sigma = 1 + g$, если выполняется условие $\omega^2(1+g)^2 = 2g\omega_p^2$, что в итоге дает решение в виде гармонических осцилляций размеров потока. Стационарное решение существует для осесимметричного потока при $2\omega^2 = \omega_p^2$. В общем случае изменение размеров потока в фокусирующем канале носит несколько более сложный характер. Для примера на рисунке приведены результаты численного решения задачи при $\omega_p/\omega = 1.5$, $g = 1.2$ (переменная $T = \omega t$).

В заключение отметим, что при учете членов порядка ε как плотность, так и граница потока становятся “промодулированными” с амплитудой порядка ε [4]. С точки зрения самосогласованной задачи такое решение приемлемо для слаботочных пучков, т.е. при $\omega_p/\Omega \sim \varepsilon$, когда собственное поле дает вклад порядка ε в закон движения частицы, что позволяет при расчете создаваемого частицами электрического поля пренебречь этой “рябью”, соответствующей учету членов порядка ε^2 .

- [1] *Капчинский И.М.* Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Атомиздат, 1966.
- [2] *Кириштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е.* Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970. 600 с.
- [3] *Молоковский С.И., Сушков А.Д.* Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991. 303 с.
- [4] *Наумов Н.Д.* Письма в ЖТФ. 1993. Вып. 1. С. 38–41.
- [5] *Наумов Н.Д.* Письма в ЖТФ. 1993. Вып. 10. С. 59–62.

01;07
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕРЕГУЛЯРНОМ КРАЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЭКРАНА

Ю.В.Васильев, А.Е.Лукьянов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
119899
(Поступило в Редакцию 5 декабря 1993 г.)

Металлические тела с прямым острым краем используются в технологии, медицине, в научных и бытовых устройствах и приборах. Типичный пример — обычное лезвие безопасной бритвы, изготовленное из стальной пластины толщиной 80–100 мкм. Угол раствора клина на краю лезвия порядка нескольких градусов. На изображениях в растровом электронном микроскопе JSM-U3 видно, что поперечный размер (толщина) заостренного края лезвия обычно менее 1 мкм и меняется вдоль него. Высота неровностей (зазубрин) этой режущей кромки также хаотически меняется в диапазоне от нескольких десятков до сотен нм. Микрофотография такого рельефа приведена в работе [1].

Один из важных показателей качества режущей кромки — вариация высоты неровностей (зазубренность края) в заданном участке длины L . Например, диаметр человеческого волоса лежит в диапазоне 10–100 мкм, но величина рабочего участка лезвия при бритье L порядка нескольких мм, т.е. одновременно срезается несколько волос. В то же время зазубренность края лезвия хорошего качества менее длины световой волны (менее 0.5 мкм), а у технического лезвия может быть более 1 мкм. Для надежной оценки качества лезвий с помощью растрового электронного микроскопа нужно получать изображения с увеличениями до 10 000 раз, т.е. с малым полем зрения, и многократно перемещать лезвие по его длине L , что резко замедляет процедуру контроля.

В настоящей работе опробован более простой метод, пригодный для оценки качества лезвия. Весь рабочий участок L освещается когерентным пучком лазерного излучения и лезвие играет роль тонкого полубесконечного металлического экрана, на краю которого происходит дифракция света. Можно подобрать такие условия эксперимента,