

## Микроволновое излучение квазистационарной плазмы

Н. А. ГОРОХОВ, Г. Г. ДОЛГОВ-САВЕЛЬЕВ

УДК 533.9

Изучению надтеплого микроволнового излучения плазмы посвящено значительное число работ [1—3]. Однако вследствие отсутствия соответствующей аппаратуры тщательных спектральных исследований наблюдаемого сигнала до сих пор не проведено, хотя подобные измерения необходимы для выяснения истинного механизма возбуждения интенсивных электромагнитных колебаний в плазменной среде.

В настоящей работе при помощи специально сконструированной аппаратуры [4] было исследовано микроволновое излучение высокотемпературной плазмы на установках типа «Токамак» [5]. В результате было установлено, что подобная плазма служит источником интенсивного электромагнитного излучения в диапазоне миллиметровых длин волн.

Характерной особенностью данного излучения является то, что оно носит ярко выраженный спорадический характер и состоит из отдельных вспышек с интенсивностью, соответствующей поверхностной яркости шнура порядка  $10^{-3}$  вт/стер·см<sup>2</sup>. Эта величина более чем на пять порядков превышает тормозное излучение плазмы с типичными для установок «Токамак» параметрами (температура 40 эв, плотность  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>, диаметр шнура 30 см).

## Допуски в линейных ускорителях ионов

### с квадрупольной фокусировкой ускоряющим полем

А. П. МАЛЬЦЕВ

УДК 621.384.62

Квадрупольная фокусировка ускоряющим полем (КФУП) [1—3] — разновидность знакопеременной фокусировки и, как всякая знакопеременная фокусировка, требует особого внимания к точности изготовления и подвески трубок дрейфа. Проблема допусков в ускорителе с КФУП имеет ряд особенностей.

Спектр генерируемого излучения (см. рисунок) был снят при помощи интерферометра Фабри—Перо. Оказалось, что максимум интенсивности излучения лежит около электронной плазменной частоты, а со стороны высоких частот спектр имеет сравнительно резкую границу в районе верхней гибридной частоты.

Изучение поведения микроволнового сигнала в зависимости от параметров разряда показало, что излучение существует только на тех стадиях разряда, когда плазменное образование макроскопически устойчиво.

Факт существования на установках «Токамак» электромагнитного излучения аномальной интенсивности является несколько неожиданным, так как здесь электрическое поле в плазме заведомо меньше критического, необходимого для возникновения убегающих электронов, поэтому трудно ожидать раскачки интенсивных плазменных колебаний пучком быстрых электронов. Однако исследование жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов более 100 кэв, возникающего при бомбардировке стенок камеры быстрыми частицами, показало, что моменты начала и прекращения генерации как микроволнового, так и рентгеновского излучений скоррелированы между собой.

Поступило в Редакцию 12/IV 1966 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 14, 349 (1963).
2. И. Ю. Адамов и др. «Атомная энергия», 16, 99 (1964).
3. R. W a n i e k et al. Appl. Phys. Lett., 5, 89 (1964).
4. Н. А. Горохов, Г. Г. Долгов-Савельев. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 126 (1966).
5. В. С. Васильевский и др. ЖТФ, 30, 1135 (1960).

ВЧ-линзы КФУП образуются между торцами или рогами двух соседних трубок дрейфа. Неточности в расстановке и изготовлении трубок деформируют линзы. Этим КФУП отличается от фокусировки внешними квадрупольными полями, где подвеска трубок не влияет на линзы.

Наиболее интересный вариант КФУП — фокусировка в системе с двумя зазорами на ускоряющем периоде [4]. В этом случае погрешность отдельной линзы оказывает меньшее влияние на движение частиц, чем при одиночном зазоре, но зато больше число линз.

Остановимся подробнее на затронутых вопросах. Покажем, что при малых смещениях трубок деформации ускоряюще-фокусирующего поля можно свести к соответствующим смещениям ВЧ-линз. Рассмотрим рогаые трубки дрейфа [4].

Запишем решение уравнения Лапласа для бесконечно длинной линзы:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} r^n (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta), \quad (1)$$

где  $\Phi(r, \theta)$  — потенциал электрического поля в полярной системе координат.

Пусть в плоскости  $\theta = (0; \pi)$  рога из-за смещения одной из трубок сместились от оси на величину  $s$ . Из граничных условий

$$\begin{aligned} \Phi(R+s, 0) &= \Phi(R-s, \pi) = -\Phi\left(R, \frac{\pi}{2}\right) = \\ &= -\Phi\left(R, \frac{3\pi}{2}\right) = U \end{aligned}$$

и из (1) следует

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= b_0 = 0; & a_1 &= 2a_2s; & a_2 &= \frac{U}{R^2}; \\ E_x &= -\frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, \theta) \Big|_{\theta=0} = 2a_2(r+s), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $U$  — напряжение на зазоре;  $R$  — радиус апертуры. Это означает, что малые смещения рогов одной из трубок можно представить как смещение всей линзы в целом.

Допустим, что плоскость рогов одной из трубок повернута вокруг оси ускорителя на малый угол  $2\chi$ . Из (1) и граничных условий

$$\begin{aligned} \Phi(R, 2\chi) &= \Phi(R, \pi + 2\chi) = \\ &= -\Phi\left(R, \frac{\pi}{2}\right) = -\Phi\left(R, \frac{3\pi}{2}\right) = U \end{aligned}$$

следует

$$a_1 = b_1 = 0; \quad a_2 = \frac{U}{R^2}; \quad b_2 = 2a_2\chi.$$

В деформированном поле на частицу в точке  $(r, 0)$  действует сила с составляющими

$$F_y = -e \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r, \theta) \Big|_{\theta=0} = -2era_2;$$

$$F_x = -e \frac{\partial}{r \partial \theta} \Phi(r, \theta) \Big|_{\theta=0} = -2erb_2 = 2F_y\chi. \quad (3)$$

Точно такие же составляющие появляются в обычном квадруполе, если его как целое повернуть на малый угол  $\chi$ , т. е. поворот одной пары рогов вокруг оси на угол  $2\chi$  можно представить как поворот всей линзы на угол  $\chi$ .

Наклон оси одной из трубок к оси ускорителя можно свести к наклону оси линзы. Это непосредственно следует из выражения (2): при малых перекосах трубок геометрическим местом точек равновесия поперечных сил будет прямая с тем же углом наклона.

Продольные смещения трубок слабо меняют форму поля. К продольным погрешностям относятся ошибки в фазе, длине рогов и зазоров.

Итак, деформации ускоряющего поля можно представить в виде смещений ВЧ-линз и при расчете допусков использовать обычные приемы. Влияние случайных ошибок на выходные характеристики пучка оценим по среднеквадратичному возрастанию амплитуды колебаний:

$$\begin{aligned} (\Delta B)_{\text{вых}}^2 &= \frac{k}{2} \left[ \overline{(\Delta x_n)^2} + \frac{1}{\Omega_{\text{мин}}^2} \overline{(\Delta \dot{x}_n)^2} \right] \approx \\ &\approx \frac{k}{2\Omega_{\text{мин}}^2} \overline{(\Delta \dot{x}_n)^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $k$  — число периодов фокусировки;  $\Omega_{\text{мин}}$  — минимальная частота поперечных колебаний;  $\Delta x_n$  и  $\Delta \dot{x}_n$  — отклонения координат и угла частицы, отнесенные к середине фокусирующего участка.

Рассмотрим структуры ФД и ФФДД. В первом случае происходит простое чередование фокусирующих и дефокусирующих зазоров, во втором — два фокусирующих периода ускорения сменяются двумя дефокусирующими.

Два зазора на ускоряющем периоде приводятся к одному эквивалентному. Ошибка на эквивалентном зазоре равна сумме ошибок на реальных зазорах, поскольку пролетное время между зазорами мало:

$$\Delta x_{oe} = \Delta x_1 + \Delta x_2; \quad \Delta \dot{x}_{oe} = \Delta \dot{x}_1 + \Delta \dot{x}_2,$$

где индексы  $oe$ , 1 и 2 соответствуют эквивалентному, первому и второму зазорам в двойном зазоре.

С помощью матриц преобразования КФУП ошибки эквивалентных зазоров периода фокусировки приводим к середине фокусирующего участка, который в случае структуры ФД находится в центре фокусирующего зазора, а в случае ФФДД — в середине между фокусирующими зазорами. Затем суммируем ошибки отдельных зазоров и усредняем по всем фазам и независимым источникам ошибок. В результате получим

$$\begin{aligned} (\Delta B)_{\text{вых}}^2 &= \frac{k}{2\Omega_{\text{мин}}^2} [Q_\psi (\delta\psi)^2 + Q_\varphi (\delta\varphi)^2 + \\ &+ Q_\chi \chi^2 + Q_s s^2 + Q_\xi \xi^2], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\delta\psi$  — погрешность длины рога;  $\delta\varphi$  — ошибка в фазе;  $\chi$  — угол поворота трубки вокруг продольной оси;  $s$  — смещение трубки относительно оси ускорителя;  $\xi$  — смещение концов трубки относительно оси, вызванное наклоном трубки.

Коэффициенты  $Q_i$  выражаются через параметры фокусировки следующим образом. (Возьмем наилучший вариант фокусировки: в двойном зазоре 1-й зазор рогаый, а во 2-м рога отсутствуют; используется резонансная система на Н-моде.)

Система ФД:

$$\left. \begin{aligned} Q_\psi &= \left(\frac{2B}{T}\right)^2 \left[ \left(\frac{\text{tg } \psi}{2} \mu_y + \frac{\alpha\tau\sigma \cos \varphi}{\sin^2 \psi}\right)_1^2 + \right. \\ &+ g \left(\frac{\text{tg } \psi}{2} \mu_x - \frac{\alpha\tau\sigma \cos \varphi}{\sin^2 \psi}\right)_1^2 \Big]; \\ Q_\varphi &= \frac{B^2}{T^2} \left[ \left(\frac{\partial \mu_y}{\partial \varphi}\right)_1^2 + g \left(\frac{\partial \mu_x}{\partial \varphi}\right)_1^2 + \right. \\ &+ (\alpha\tau \cos \varphi)_2^2 (1+g) \Big]; \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$Q_s = \frac{1}{T^2} [\mu_{y1}^2 + \mu_{x1}^2 g + (a\tau \sin \varphi)^2 (1+g)];$$

$$Q_x = \frac{4B^2}{T^2} (a\tau \sigma'' \cos \varphi)^2 (1+g);$$

$$Q_z = \frac{1}{4} Q_s.$$

Здесь

$$\mu_{(x/y)} = a\tau \sin \varphi \pm a\tau \sigma'' \cos \varphi;$$

$$g = \left[ 1 + \frac{1}{2} (a\tau \sin \varphi - a\tau \sigma)_{oe} \right]^2;$$

$$\sigma = \sigma' \sin \varphi + \sigma'' \cos \varphi;$$

$$a\tau = \frac{\pi N v U}{2V};$$

(6a)

$T$  — период ускорения;  $N$  — кратность дрейфа (отношение  $T$  к периоду ВЧ-колебаний);  $v$  — эффективность (коэффициент пролетного времени);  $eV$  — кинетическая энергия частицы. Выражения для квадрупольностей  $\sigma'$  и  $\sigma''$  и эффективности  $v$  рогатого зазора имеют вид

$$\sigma' = 0;$$

$$\sigma'' = \frac{I_0(k_1 R)}{2I_2(k_1 R)} \operatorname{tg} \psi;$$

$$v = \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha I_0(k_1 R)} \cos \psi,$$

(6б)

где  $I_0(k_1 R)$  и  $I_2(k_1 R)$  — функции Бесселя от мнимого аргумента;  $k_1 = \frac{2\pi}{\beta \lambda}$ ;  $\alpha$  — коэффициент зазора (отношение длины зазора к  $\beta \lambda$ );  $\psi$  — длина рога в единицах  $k_1$  [4].

В случае ФФДД выражения для  $Q_i$  аналогичны (6), только каждое  $Q_i$  умножено на 2, а вместо  $g$  стоит

$$h = [1 + (a\tau \sin \varphi - a\tau \sigma)_{oe}]^2.$$

Оценки показывают, что в ускорителе с фокусировкой ускоряющим полем при обычных условиях ускорения и фокусировки допуски по порядку величин такие же, как в ускорителе с магнитной квадрупольной фокусировкой. Но изготовление трубок с фокусировкой ускоряющим полем значительно проще, чем трубок с магнитными квадрупольями, поскольку в них не нужно монтировать катушки, подготавливать градиенты и совмещать магнитную ось с оптической.

Поступило в Редакцию 22/1 1966 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Владимирский. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 35 (1956).
2. Г. М. Анисимов, В. А. Тепляков. Там же, № 1, 21 (1963).
3. F. Feg et al. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 513.
4. В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 8 (1964).

## О некоторых закономерностях распределения $\gamma$ -поля мягких излучателей

О. С. МАРЕНКОВ

УДК 539.122: 539.121.72

В экспериментальных работах [1, 2] изучалось альbedo  $\gamma$ -квантов изотропных источников  $\text{Co}^{60}$  и  $\text{Cs}^{137}$ , расположенных на поверхности бесконечного рассеивателя. Детектор размещался на некотором расстоянии от поверхности. При этом оказалось, что интегральная интенсивность обратно рассеянного  $\gamma$ -излучения экспоненциально убывает по мере удаления от источника.

В прикладной и технической физике (например, в  $\gamma$  —  $\gamma$ -методе ядерной геофизики) широкое применение находят  $\gamma$ -источники малых энергий с  $\epsilon < m_0 c^2$ . В настоящей работе теоретически изучалась зависимость интегральной интенсивности обратно рассеянного излучения (по числу квантов) от расстояния источник — детектор. Расчет проводился методом Монте-Карло для  $\gamma$ -источников  $\text{Hg}^{203}$  и  $\text{Ce}^{141}$ .

Предполагается, что полупространство  $z \geq 0$  заполнено исследуемым рассеивателем, а полупространство  $z < 0$  является вакуумом или рассматривается как абсолютный поглотитель. Точечный изотропный источник расположен в начале координат, детектор — в точке  $(x, 0, 0)$ . Исследуется зависимость интегральной интенсивности  $\gamma$ -излучения в области  $z \geq 0$  от расстояния  $x^*$ .

\* Геометрические условия задачи реализуются, например, в селективном  $\gamma$  —  $\gamma$ -каротаже: в этом случае жестко связанная система источник — детектор перемещается по поверхности исследуемой среды.

Из общепринятой схемы расчета методом Монте-Карло выделим следующие особенности:

1. При статистическом моделировании процессов  $\gamma$ -переноса рассматриваются комптоновское рассеяние и фотоэлектрическое поглощение, причем последнее трактуется на основе аналитического усреднения (метод условных вероятностей). В ограниченных энергетических областях линейные фотоэлектрические коэффициенты ослабления аппроксимировались формулой

$$\tau(\lambda) = \tau_0 + \tau_1 \lambda + \tau_2 \lambda^2 + \tau_3 \lambda^3, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны в комптоновских единицах.

2. Длина волны  $\lambda_n$  после  $n$ -го столкновения, как известно, определяется из нормированного распределения Клейна — Нишины — Тамма:

$$\frac{k(\alpha, \lambda_{n-1})}{k\left(\frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1}+2}, \lambda_{n-1}\right)} = \xi, \quad (2)$$

где  $\xi$  — случайное число;  $\alpha = \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n}$ ;

$$k(\alpha, \lambda) = 0,5(1-\alpha^2) + \lambda(\lambda+2)(1-\alpha) + \lambda^2(1-\alpha) \times \\ \times \alpha^{-1} + (2\lambda^2 + 2\lambda - 1) \ln \alpha.$$