

максимального правдоподобия, тогда как автор [1—3] — аппроксимацию интегрального спектра. Другое, более важное различие заключается в переходе от энерговыделения в ИК к первичной энергии. Авторами [4, 5, 8] при анализе данных «Сокола-2» этот переход осуществлялся индивидуально в каждом событии на основе данных о распределении ионизации в рядах ИК. Автор [2, 3] использовал переход в среднем «так, как это делалось при обработке результатов измерений с прибором СЭЗ-14 на ИСЗ „Протон”» [2]. Зависимость от энергии коэффициента перехода, не учитываемая в [2, 3], должна привести к некоторому различию в наклоне спектров. Более важно то, что использованное в [2, 3] значение коэффициента перехода оказалось меньше того, что соответствует данным эксперимента «Сокол-2», и как следствие энергетическая шкала в [2, 3] сдвинута влево относительно шкалы [4, 5, 8]. Благодаря этому сравнение показателей спектра при одном и том же номинальном значении пороговой энергии производится при разных фактических значениях. Но наиболее существенным следствием сдвига энергетической шкалы представляется его влияние на интенсивность регистрируемых частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григоров Н. Л. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 3. С. 8. (Moscow University Phys. Bull. 1993. N 3. P. 6).
2. Григоров Н. Л. // Ядерная физика. 1990. 51. С. 157.
3. Григоров Н. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1989. 49. С. 71.
4. Иваненко И. П., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ № 88—44/65. М., 1988.
5. Иваненко И. П., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. 48. С. 468.
6. Иваненко И. П., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ № 89—29/106. М., 1989.
7. Иваненко И. П., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ № 90—36/182. М., 1990.
8. Ivanenko I. P., Shestoperov V. Ya., Chikova L. O. et al. // Proc. 23 ICRC. 2. P. 17. Calgary, 1993.

Поступила в редакцию
01.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

МЕТОД РАСЧЕТА ПЛОСКОГО БЕЗЖЕЛЕЗНОГО ОНДУЛЯТОРА

А. Ф. Александров, В. Л. Веснин, В. А. Кубарев

Рассматривается плоский магнитный ондулятор, образованный парами проводников со встречно направленными токами. Методом функций Грина проводится расчет полей ондулятора и исследуется их зависимость от его геометрических размеров.

Плоские магнитные ондуляторы широко применяются в СВЧ-устройствах типа лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [1—4]. Для увеличения ондуляторного поля используются, как правило, системы с ферромагнитными элементами [2—5]. При сравнительно слабых токах

релятивистских электронных пучках (РЭП) (до 100 А) ведущее магнитное поле обычно отсутствует [3, 4, 6], и их фокусировка осуществляется путем создания ондуляторного поля с минимумом амплитуды в области транспортировки пучка. Хотя такая конфигурация поля и обладает определенными фокусирующими свойствами, проводка РЭП без заметного токооседания трудноосуществима [6].

Для более сильноточных пучков необходимо применение ондуляторов с сильным ведущим магнитным полем; при этом использование ферромагнитных элементов, как правило, невозможно из-за их перемагничивания в продольном направлении. Поэтому представляет интерес изучение плоского ондулятора без ферромагнитных элементов.

Рассмотрим плоский ондулятор в виде периодической последовательности прямоугольных проводников (рис. 1). Введем обозначения: d — период ондулятора; a — ширина проводника; x_1 и x_2 — расстояния

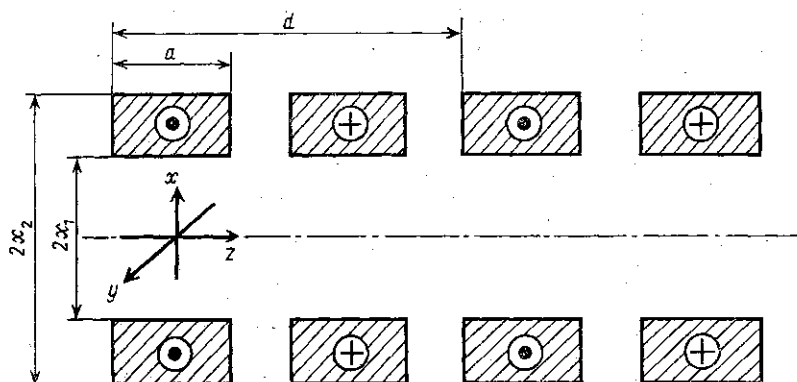


Рис. 1. Схема ондулятора

от оси системы до внутренней и наружной границ проводника; x, y, z — координаты точки, в которой вычисляется поле; x', y', z' — координаты элемента тока; $k=2\pi/d$ — волновое число ондулятора; I — ток в каждом из проводников. Размеры системы в направлениях y и z (соответственно l_y и $l_z=Nd$, где N — число периодов ондулятора) будем предполагать большими по сравнению с характерными размерами ондулятора (x_2 и d). Токи в соседних парах проводников направлены навстречу друг другу. Таким образом, период ондулятора d равен удвоенному расстоянию между центрами соседних проводников, а его продольное поле отсутствует. Ведущее магнитное поле создается независимо внешним соленоидом. При этом период изменения магнитного поля внешнего соленоида τ будем полагать достаточно большим: $\tau \gg \gg \mu_0 \sigma (x_2 - x_1)^2$, где μ_0 — магнитная постоянная, σ — проводимость материала проводников. Это означает, что ведущее магнитное поле проникает в пространство транспортировки пучка. Аналогичное условие накладывается на период изменения тока в проводниках ондулятора.

Для расчета параметров такого ондулятора воспользуемся методом функций Грина. Рассмотрим токи, направленные вдоль оси y и распределенные в пространстве следующим образом:

$$j^{(n+1)}(x', z') = \begin{cases} j^{(n)} \cos(nkz') & \text{при } x_0 \leq x' \leq x_0 + dx', \\ 0 & \text{во всех остальных точках,} \end{cases}$$

$$j^{(n-)}(x', z') = \begin{cases} j^{(n)} \cos(nkz') & \text{при } -x_0 \leq x' \leq -x_0 - dx', \\ 0 & \text{во всех остальных точках,} \end{cases}$$

где $j^{(n)}$ — амплитуда n -й пространственной гармоники плотности тока.

Определим пространственные гармоники функции Грина $G^{(n)}(x, x') \cos(nkz')$, где $G^{(n)}(x, x')$ представляет собой сумму

$$G^{(n)}(x, x') = G^{(n+)}(x, x') + G^{(n-)}(x, x'). \quad (1)$$

Слагаемые $G^{(n+)}$ и $G^{(n-)}$ определяются токами $j^{(n+)}$ и $j^{(n-)}$ соответственно.

Рассмотрим, например, слагаемое $G^{(n+)}$, которое можно представить в виде

$$G^{(n+)}(x, x') = g_n e^{-nk|x-x'|},$$

где g_n — некоторый коэффициент. Для его определения учтем, что z -компонента магнитного поля, создаваемая током $j^{(n+)}$, равна

$$dB_z^{(n+)} = \frac{\partial (dA_y^{(n+)})}{\partial x} = g_n \cos(nkz) e^{-nk|x-x'|} \text{sign}(x-x') dx',$$

где $dA_y^{(n+)}$ — векторный потенциал, создаваемый током $j^{(n+)}$. Тогда из закона полного тока определяется

$$g_n = \frac{\mu_0 j^{(n)}}{2nk}.$$

Проводя аналогичные вычисления для $G^{(n-)}$ и учитывая формулу (1), получаем

$$G^{(n)}(x, x') = \frac{\mu_0 j^{(n)}}{2nk} [e^{-nk|x-x'|} + e^{-nk|x+x'|}].$$

Для вычисления гармоник векторного потенциала поля, создаваемого прямоугольными проводниками, необходимо векторный потенциал $dA_y^{(n)}$, создаваемый токами $j^{(n+)}$ и $j^{(n-)}$, проинтегрировать по толщине проводников и разложить ток в проводниках по пространственным гармоникам:

$$dA_y^{(n)} = dA_y^{(n+)} + dA_y^{(n-)},$$

$$\begin{aligned} A_y^{(n)}(x, z) &= \int_{x_1}^{x_2} [G^{(n+)}(x, x') + G^{(n-)}(x, x')] \cos(nkz) dx' = \\ &= \frac{\mu_0 j^{(n)}}{2nk} \cos(nkz) \int_{x_1}^{x_2} [e^{-nk|x-x'|} + e^{-nk|x+x'|}] dx', \end{aligned}$$

$$j^{(n)} = \frac{8j_0}{nk d} \sin\left(\frac{nka}{2}\right) = \frac{8I}{nkda(x_2 - x_1)} \sin\left(\frac{nka}{2}\right),$$

где n нечетное, j_0 — плотность тока в проводниках. Четные гармоники тока равны нулю.

Выполняя интегрирование, определяем векторный потенциал магнитного поля внутри зазора ондулятора:

$$A_y^{(n)}(x, z) = \frac{\mu_0 j^{(n)}}{n^2 k^2} [e^{-nkx_1} - e^{-nkx_2}] \cos(nkz) \text{ch}(nkx)$$

и, учитывая, что

$$B_x^{(n)} = -\frac{\partial A_y^{(n)}}{\partial z}, \quad B_z^{(n)} = \frac{\partial A_y^{(n)}}{\partial x},$$

находим магнитное поле в ондуляторе:

$$B_x^{(n)}(x, z) = \frac{2\mu_0 I d}{\pi^2 n^2 a (x_2 - x_1)} [e^{-nkx_1} - e^{-nkx_2}] \sin\left(\frac{nka}{2}\right) \operatorname{ch}(nkx) \sin(nkz). \quad (2)$$

$$B_z^{(n)}(x, z) = \frac{2\mu_0 I d}{\pi^2 n^2 a (x_2 - x_1)} [e^{-nkx_1} - e^{-nkx_2}] \sin\left(\frac{nka}{2}\right) \operatorname{sh}(nkx) \cos(nkz).$$

Полученные формулы справедливы при нечетном n , четные гармоники ондуляторного поля отсутствуют.

Для вычисления индуктивности единицы длины ондулятора необходимо знать векторный потенциал магнитного поля внутри проводника. Нечетные гармоники векторного потенциала внутри верхнего проводника:

$$A_y^{(n)}(x, z) = \frac{\mu_0 I_0 d^2}{\pi^3 n^3} \left[1 - \operatorname{sh}(nkx_1) e^{-nkx} - e^{-nkx_2} \operatorname{ch}(nkx) \right] \sin\left(\frac{nka}{2}\right) \cos(nkz).$$

Учитывая, что на одном периоде ондулятора расположены четыре проводника длины l_y с током I , определяем индуктивность одного периода ондулятора:

$$L = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} L^{(n)}, \quad (3)$$

где сумма берется по нечетным n ,

$$\begin{aligned} L^{(n)} &= \frac{4l_y}{I^2} \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} A_y^{(n)}(x, z) j_0 dx dz = \\ &= \frac{4\mu_0 l_y d^3}{\pi^4 n^4 a^3 (x_2 - x_1)^2} \left[x_2 - x_1 - \frac{d}{2\pi n} (\operatorname{sh}(nkx_1) e^{-nkx_1} + \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{sh}(nkx_2) e^{-nkx_2} - 2 \operatorname{sh}(nkx_1) e^{-nkx_2}) \right] \sin^2\left(\frac{nka}{2}\right). \quad (4) \end{aligned}$$

Наибольший интерес представляет формула (2), позволяющая определить ондуляторное поле как функцию тока в проводниках и геометрических характеристик ондулятора. С точки зрения получения наибольшей амплитуды первой пространственной гармоники ондуляторного поля при заданном токе предпочтительно использование проводников с очень малой шириной a . В этом случае отношение $(\sin(ka/2))/a$ максимально. Но, во-первых, такая конструкция ондулятора трудно реализуема из-за значительного нагрева узких проводников. Во-вторых, заметим, что при оптимизации конструкции ондулятора желательно добиваться минимальных значений амплитуд высших гармоник ондуляторного поля, наличие которых приводит, как правило, к снижению эффективности взаимодействия. В ондуляторах с малым

зазором амплитуды высших гармоник спадают относительно медленно, в худшем случае как $1/n^2$. (Вопрос о том, какой зазор следует считать малым, будет обсуждаться ниже.) Поэтому разумно выбрать ширину проводников так, чтобы добиться исчезновения третьей гармоники или какой-либо другой, если она оказывает наиболее вредное влияние на работу СВЧ-устройства. Из формулы (2) очевидно, что для этого необходимо выбрать ширину проводников так, чтобы $\sin(nka/2) = 0$. Так, например, для исчезновения третьей гармоники необходимо $a = d/3$. На рис. 2 представлены графики зависимостей амплитуд первой и третьей пространственных гармоник ондуляторного поля от ширины проводников. Размеры ондулятора: $d = 16$ мм, $x_1 = 4$ мм, $x_2 = 6$ мм, ток в каждом из проводников 3 кА. Видно, что при $a = d/3$ амплитуда первой гармоники уменьшается примерно на 17% по сравнению с максимальным значением, что вполне приемлемо.

Определим теперь влияние толщины проводников на амплитуду ондуляторного поля. Очевидно, что при заданном токе I наибольшая амплитуда будет получена при выполнении проводника в виде тонкой ленты, а при увеличении его толщины поле спадает как

$$\frac{e^{-nkD/2} (1 - e^{-nkx_0})}{x_0},$$

где $D = 2x_1$ — ширина зазора ондулятора, $x_0 = x_2 - x_1$ — толщина проводников. Таким образом, если $D \ll d/\pi$, то амплитуда первой гармоники слабо зависит от ширины зазора и мало меняется по его ширине. Такой зазор можно считать малым. Аналогично при заданном токе I толщину проводников x_0 желательно выбирать меньше или порядка $d/2\pi$, однако уменьшение $x_0 \ll d/2\pi$ нецелесообразно — это не приведет к заметному увеличению амплитуды ондуляторного поля, но существенно увеличит тепловые нагрузки на проводник.

Следует отметить, что для использования фокусирующих свойств ондуляторного поля с минимумом в середине зазора следует использовать ондуляторы с широким зазором. При этом возможно создание ондулятора с плавно уменьшающейся по мере приближения к краям (по координате y) шириной зазора. В таком ондуляторе амплитуда ондуляторного поля будет возрастать по мере приближения к краям. Таким образом, появляется возможность воспользоваться фокусирующими свойствами ондуляторного поля не только по x , но и по y -координате.

На рис. 3 показаны графики зависимостей амплитуды первой пространственной гармоники ондуляторного поля от толщины проводника при нескольких различных значениях ширины зазора и фиксированном токе в проводниках (3 кА). На рис. 4 показаны графики зависимостей амплитуды первой пространственной гармоники ондуляторного поля от периода ондулятора при $a = d/3$ и фиксированной плотности то-

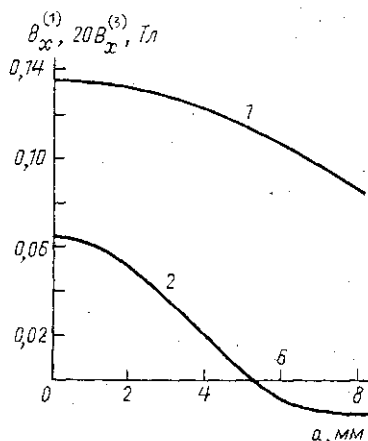


Рис. 2. Зависимости амплитуд первой (кривая 1) и третьей (кривая 2, увеличено по вертикальной оси в 20 раз) пространственных гармоник ондуляторного поля на оси ондулятора от ширины проводника a

ка в проводниках (281 А/мм^2 , что соответствует току 3 кА в проводнике сечением $2 \times 5,33 \text{ мм}$).

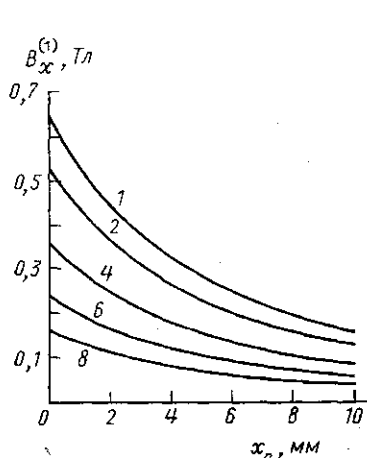


Рис. 3. Зависимости амплитуды ондуляторного поля от толщины проводника x_0 при фиксированном токе (3 кА). Цифры при кривых — ширина зазора ондулятора в миллиметрах

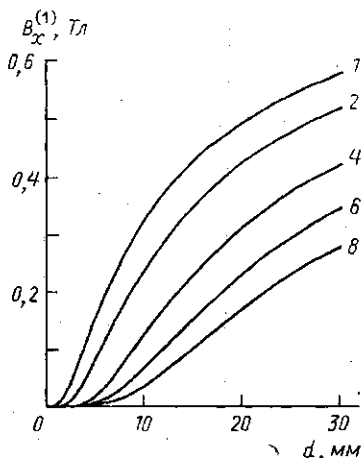


Рис. 4. Зависимости амплитуды ондуляторного поля от периода ондулятора d при фиксированной плотности тока (281 А/мм^2); ширина проводников $a=d/3$. Цифры при кривых — ширина зазора ондулятора в миллиметрах

Заметим, что нагрев проводника может быть рассчитан по формуле

$$T = \frac{I_{\text{eff}}^2 \rho_r t}{c_p m S^2},$$

где T — температура нагрева проводника в течение импульса; I_{eff} — эффективное значение тока за импульс длительностью t ; ρ_r , ρ_m и c — удельное сопротивление, плотность и удельная теплоемкость материала проводника; S — площадь его поперечного сечения. Так, например, для латунного проводника сечением $5,3 \times 2 \text{ мм}$ при токе 3 кА скорость нагрева составит всего $0,4$ градуса за миллисекунду.

Индуктивность ондулятора, рассчитанная по формулам (3), (4), очень мала: так, например, при $d=16 \text{ мм}$, $a=5,33 \text{ мм}$, $x_1=4 \text{ мм}$, $x_2=6 \text{ мм}$, $l_y=60 \text{ мм}$, $N=30$ она составляет всего около 2 мкГн . Поэтому при питании ондулятора от конденсаторной батареи для получения разумной скорости изменения тока I в цепь должны быть включены дроссель или активное сопротивление. При этом в ондуляторах с широким зазором оценка индуктивности по первому члену в сумме (3) дает достаточно точный результат (с ошибкой не более нескольких процентов).

При использовании для создания ведущего магнитного поля внешнего соленоида может оказаться целесообразным включение проводников ондулятора последовательно с этим соленоидом. При этом, во-первых, для питания ондулятора не нужен отдельный источник, а, во-вторых, при изменении ведущего поля сохраняется постоянная нормированная амплитуда ондуляторного поля (отношение амплитуд он-

дуляторного и ведущего полей). Если же в ходе эксперимента необходимо изменять нормированную амплитуду ондуляторного поля, то ондулятор целесообразно проектировать на ток меньший, чем ток солениода. При этом, изменяя величину внешнего сопротивления, шунтирующего ондулятор, можно изменять нормированную амплитуду ондуляторного поля.

Таким образом, проведенные расчеты позволяют считать описанную конструкцию ондулятора перспективной для применения в СВЧ-устройствах с ведущим магнитным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987.
2. Stoner R., Shien Chi Chem, Bekafi G.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. 18, N 3. P. 387.
3. Heinz Boehmer, Christensen T., Caponi M. Z., Hauss B.//Ibid. P. 392.
4. Booske J. M., Daniel J. Radac, Antonsen T. M. et al.//Ibid. P. 399.
5. Destler W. W., Granatstein V. L., Mayergoys I. D., Segalov Z.//J. Appl. Phys. 1986. 60, N 2. P. 521.
6. Bidwell S. W., Zhang Z. X., Antonsen T. M. et al.//Proc. of «Beams-92». Washington, 1992. V. 3. P. 1728.

Поступила в редакцию
13.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 533.9.5—73

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ СО ПРИ ДИССОЦИАЦИИ ВОДЫ В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С УЧЕТОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛ АЗОТА

А. А. Кузовников, А. В. Пономарева, В. С. Свиридкина

(кафедра физической электроники)

Представлены результаты математического моделирования процессов окисления СО в плазмохимических системах, содержащих СО, О₂, Н₂О и N₂, с учетом образования колебательно-возбужденных молекул азота в плазме и их участия в химических процессах.

Расчеты показали, что использование неравновесной плазмы ($T_e=1$ эВ, $T_0=700$ К, $n_e/n_0 \sim 5 \cdot 10^{-6}$) при моделировании процессов окисления окиси углерода с учетом колебательного возбуждения молекул азота не снижает степени окисления СО, но приводит к увеличению на порядок времени протекания процесса окисления СО. При этом количество образующихся оксидов и диоксидов азота NO, NO₂ незначительно.

На экологическое состояние промышленных центров оказывают негативное влияние токсичные продукты распада углеводородных топлив, в частности окись углерода СО, образование которой связано с обрывом цепей реакций окисления углеводородного топлива.

В работе [1] были рассмотрены вопросы, связанные с увеличением конверсии СО в СО₂ за счет диссоциации воды в плазмохимических системах. В этой работе показано, что при рассмотрении плазмохимических реакций в системе СО—О₂—Н₂О роль неравновесной плазмы ($T_e=1$ эВ, $T_0=500-700$ К, $n_e/n_0 \sim 10^{-6}$) сводится к селективному направлению реакций по нужному каналу:



(1)