

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

B 333
K. 64

КОНКУРС МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА ПЛАЗМЫ”

ДОКЛАДЫ

НОВОСИБИРСК
1999

Конкурс молодых специалистов

Секция "Физика плазмы"

Доклады

Институт ядерной физики им Г.И.Будкера
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Настоящий сборник составлен из работ, представленных на конкурс молодых ученых ИЯФ по секции физики плазмы. На конкурсе, который проходил 27-28 апреля 1999 года, было заслушано 11 докладов. Лучшими признаны работы А.Ю.Заболотского (1 место), С.А.Корепанова и С.В.Мурахтина (2 место) и А.А.Лизунова (3 место).

Young Scientists Conference Plasma Physics

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО РАН СССР
ИНВ. № 1203

Reports

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

Collected in this volume are the papers presented at the Conference of Young Scientists (section of plasma physics), which was held in Budker Institute of Nuclear Physics in April 27-28, 1999. There were 11 participants in this section. Presentations of A.Yu.Zabolotskii (1st premium), S.A.Korepanov and S.V.Murakhtin (2nd premium), and A.A.Lizunov (3rd premium) were selected as the best ones.

© Институт ядерной физики
им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия

Нагрев плазмы надтепловыми электронами в магнитной ловушке.

Е. В. Бобух¹

Аннотация

В работе численными методами исследуется удержание надтепловых электронов и нагрев ими плазмы в многопробочных магнитных ловушках, заполненных облаками плотной плазмы. Анализируются пути оптимизации нагрева. Для условий ГОЛ-3-II выполнены расчёты, показывающие, что нагрев плазмы надтепловыми электронами может быть достаточно эффективным. Произведена оценка функции распределения надтепловых электронов ГОЛ-3-II по энергии.

1. Введение.

В проводимых на установке ГОЛ-3-II экспериментах нагрев плотной плазмы производится с помощью пучка релятивистских электронов за счёт возбуждения в плазме мощной ленгмюровской турбулентности. Эффективность передачи энергии пучка электронам плазмы достигает 10-20% [1]. Экспериментально установлено, что большая часть энергии релятивистского пучка передаётся малой группе так называемых горячих, или надтепловых электронов, энергия которых на 1-2 порядка превосходит тепловую энергию частиц среды.

Для нагрева достаточно плотной плазмы, в которой пучковая неустойчивость оказывается подавленной столкновительными процессами [7, 8], используется метод двухступенчатого нагрева [7], который состоит в нагреве плотного плазменного сгустка за счёт теплопроводности со стороны более разреженных областей плазмы, имеющих высокую температуру благодаря взаимодействию с пучком.

Значительную роль в этом процессе могут играть надтепловые электроны, обладающие высоким энергосодержанием и способные эффективно взаимодействовать с плазмой достаточно высокой плотности за счёт кулоновских столкновений. Для условий ГОЛ-3-II типичные энергии этих электронов лежат в области от единиц до десятков кэВ, а энергосодержание достигает 5 - 10 кДж, что примерно равно энергосодержанию основной компоненты плазмы. Таким образом, в схеме двухступенчатого нагрева надтепловые электроны выступают как важный потенциальный источник энергии.

¹ Магистрант ФФ НГУ 2-го года обучения, научный руководитель к. т. н. Астрелин В. Т.

Удержание основной компоненты плазмы в многопробочных системах ранее изучалось как теоретически, так и экспериментально ([2, 3, 4]). В то же время, несмотря на наличие ряда теоретических работ по горячим электронам ([5, 6]), их удержание и поведение в многопробочных ловушках всё ещё остаётся недостаточно исследованным. В частности, остаётся неясным, насколько эффективно можно использовать их энергию для нагрева основной плазменной компоненты. Для получения ответа на этот вопрос в работе ставились задачи:

1. Изучить захват, удержание и динамику надтепловых электронов в многопробочной ловушке;

2. Применительно к методу двухступенчатого нагрева исследовать возможность и эффективность использования энергии надтепловых электронов для нагрева плазмы;

3. Оптимизировать использование энергии надтепловых электронов для экспериментальных условий установки ГОЛ-3-П.

2. Описание предложенной модели

Для описания движения частиц в плотных плазменных облаках привлекалось уравнение Фоккера-Планка с добавлением источника частиц в форме

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin(\theta) v_{\theta} f) + (v_{\parallel} e \nabla \Phi(s)) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial s} = \hat{S} f + \hat{I} n j f + \hat{E} x j f, \quad (1)$$

Здесь $\Phi(s)$ - амбиполярный потенциал,

$$\hat{S} f = \frac{1 + Z_i(s)}{2\tau_e} \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{2\varepsilon}{\tau_e} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[f + T_e(s) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right] \quad (2)$$

- столкновительный член ([9]), а

$$\hat{I} n j f = f_0(t, \varepsilon, \theta, s) \cdot \Gamma(t, \varepsilon, \theta, s) \quad \text{и} \quad (3)$$

$$\hat{E} x j f = v_{\parallel} \{ \delta(s_{\min} - s) + \delta(s - s_{\max}) \}, \quad (4)$$

описывают, соответственно, приход частиц в систему в результате их рождения и (или) инжекции и уход через магнитные пробки на торцах ловушки; далее,

$$v_{\theta}(\varepsilon, \theta, s) = \frac{1}{2} v \cdot \sin(\theta) \cdot \frac{\partial}{\partial s} \ln(B(s)) \quad (5)$$

- скорость изменения pitch-угла электрона, обусловленная неоднородностью магнитного поля,

$$v_{\varepsilon}(\varepsilon, s) = \frac{2\varepsilon}{\tau_e} \quad (6)$$

- "скорость" движения в энергетическом пространстве,

$$v_{\parallel}(\varepsilon, \theta) = v \cdot \cos(\theta) \quad (7)$$

- продольная пространственная скорость, где $v(\varepsilon) = \left(\frac{2\varepsilon}{m_e} \right)^{1/2}$,

и, наконец,

$$\tau_e^{-1}(\varepsilon, s) = \frac{\pi e^4 \Lambda n_e(s)}{\varepsilon^2} v \quad (8)$$

- частота электрон-электронных соударений.

Аномальные эффекты учитывались феноменологически путём искусственного увеличения эффективной частоты рассеяния электронов:

$$\hat{S} t f = \zeta(t, s) \frac{1 + Z_i(s)}{2\tau_e} \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin(\theta) \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{2\varepsilon}{\tau_e} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[f + T_e(s) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right], \quad (9)$$

где $\zeta(t, s)$ - известное из эксперимента значение превышения эффективной частоты столкновений над кулоновской.

Ввиду высокой размерности задачи уравнения решались методом частиц. Для описания членов диффузионного типа в (2) предложен метод типа Монте-Карло, суть которого состоит в следующем:

Для каждой координаты x уравнения (2) записывается отдельное уравнение движения:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + a \frac{\partial f}{\partial x} - D \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0 \quad (10)$$

с соответствующими коэффициентами из (2). Далее движение частицы вдоль координаты x описывается схемой:

$$x(t + dt) = x(t) - a \cdot dt + \xi \sqrt{dt}, \quad (11)$$

где ξ - случайная величина с распределением $w(\xi)$, удовлетворяющая требованиям:

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} w(\xi) \rho(x + \xi) d\xi \quad (12)$$

$$\langle \xi \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(\xi) \xi \rho(x + \xi) d\xi = 0 \quad (13)$$

$$\langle \xi^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(\xi) \xi^2 \rho(x + \xi) d\xi = 2D, \quad (14)$$

где $\rho(x)dx$ - элемент пространства движения частиц.

Эта схема, вообще говоря, не аппроксимирует движения каждой отдельной частицы и применима лишь для описания движения ансамбля из $N \gg 1$ частиц. Проверка на тестовых задачах показала справедливость данного подхода. В дальнейших расчетах для аппроксимации линейной части уравнения (2) использовалась схема Рунге-Кутты второго порядка точности.

3. Анализ имеющейся экспериментальной информации.

Разработанная модель требовала знания функции распределения рождающихся в ловушке надтепловых электронов (3). Но эта функция была известна лишь частично и только из экспериментальных данных. Наиболее критичной, как показали тестовые расчёты, являлась зависимость этой функции от энергии. Проведённый ниже анализ экспериментальной информации позволил оценить эту зависимость.

Были использованы данные по поглощению надтепловых электронов в водородных и графитовых мишенях, полученные в экспериментах на ГОЛ-3-П. По этим данным решалась обратная задача с целью восстановления энергетического распределения надтепловых электронов. Это распределение аппроксимировалось двухпараметрической модельной функцией распределения, ведущей себя как степенная при высоких энергиях:

$$\frac{dn_{hot}}{d\varepsilon} \propto \varepsilon^{-\alpha} \quad (15)$$

Параметры модельной функции варьировались с целью достигнуть наилучшего согласия расчётной кривой энергосвыделения с экспериментом. Расчёт поглощения электронов вёлся по методам, предложенным в [7], с использованием данных о пробегах электронов из [10].

Результаты вычислений показали, что при правильно подобранных параметрах модельной функции согласие кривой её энерговклада с экспериментом вполне разумно. Наилучшее согласие демонстрирует модель с плотностью электронов $n_{hot} = 5.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и показателем степени распределения $\alpha = 2.4 \pm 0.2$. Это значение хорошо согласуется с полученным в [11] на установке ГОЛ-М. Плотность электронов гораздо хуже поддаётся оценке этим методом и остаётся практически неопределённой.

4. Расчёты модельных задач

В целях установления основных закономерностей удержания надтепловых электронов в многопробочных системах был исследован ряд простых конфигураций.

1. Участок

однородного магнитного поля модельной ловушки длиной 12 метров заполнялся однородной фоновой плазмой с плотностью $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В центре ловушки рождались надтепловые электроны с начальной энергией 10 кэВ и изотропным распределением по углам. Центральная часть ловушки была гофрирована с периодом 22 см и пробочным отношением

1.5. Исследовалось влияние длины гофрированной части ловушки на время продольного удержания электронов в ней и на эффективность нагрева. На Рис. 1 показано поведение времени нахождения электронов в ловушке в зависимости от числа гофров. Как видно, гофрировка поля благоприятно влияет на продольное удержание электронов. Время удержания захваченных частиц растёт примерно линейно с длиной гофрированной части. Кроме того, различимы два режима, соответствующие двум крайним случаям малой и большой длины гофрировки. В первом режиме (длина гофрированной части мала) время удержания определяется преимущественно временем разлёта частиц; во втором большая часть электронов находится в захваченном состоянии. Для пробочного отношения гофрировки 1.5 переход между этими режимами осуществляется при длине гофрированной части $L_{гофр} = 0.35 \lambda$, где λ - длина пробега электронов до их полного торможения. Поскольку в реальных экспериментальных условиях пробочное отношение гофрировки также равно 1.5, отношение $L_{гофр}/\lambda = 0.35$ можно считать минимально необходимым для эффективной работы системы.

2. Выигрыш в

эффективности тепловыделения при применении гофрировки показан на Рис. 2. На нём приведены значения тепловыделения надтепловых электронов



Рис. 1 Время удержания как функция длины гофрировки.

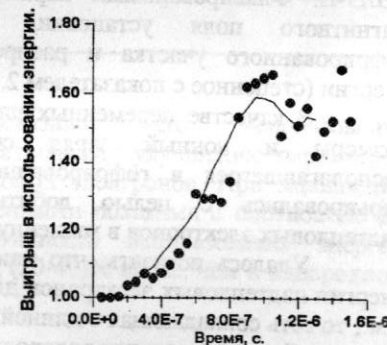


Рис. 2. Выигрыш в эффективности нагрева.

в гофрированной части ловушки, отнесённые к аналогичным значениям для случая однородного поля. Для данной кривой доля гофрированной части ловушки составляла 0.14 её полной длины. Использование гофрировки, как видно, существенно повышает эффективность передачи энергии в плазму.

3. В той же постановке анализировалось влияние величины пробочного отношения гофрировки на время удержания. Длина гофрированной части ловушки составляла 0.52 её полной длины. Результаты анализа представлены на Рис. 3. Вывод: увеличение пробочного отношения гофрировки благоприятно влияет на удержание электронов, но при больших R этот эффект, по-видимому, ослабевает.

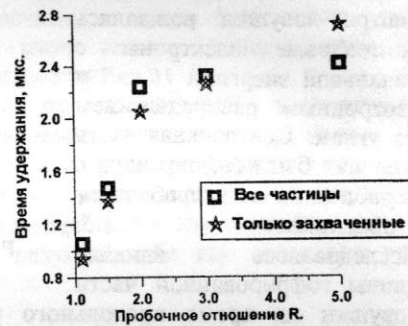


Рис. 3. Удержание как функция пробочного отношения гофрировки.

4. Было также исследовано влияние ионного заряда плазмы на исследуемые параметры. Получено, что увеличение ионного заряда облака приводит к слабому изменению в количестве захваченных частиц и практически не влияет на эффективность нагрева плазмы.

5. Расчёт реальной системы.

Была выполнена серия расчётов для экспериментальных условий ГОЛЗ-II. Фиксированными параметрами счёта являлись конфигурация магнитного поля установки, плотность фоновой плазмы вне гофрированного участка и распределение надтепловых электронов по энергии (степенное с показателем 2.4).

В качестве переменных параметров в задачу входили плотность, размеры и ионный заряд облака плотной плазмы (мишени), располагавшегося в гофрированной части установки. Эти параметры варьировались с целью добиться наибольшей энергопередачи от надтепловых электронов в мишенную плазму.

Удалось показать, что наиболее оптимальной для использования энергии надтепловых электронов длиной плотного облака является длина в 4 м., то есть совпадающая с длиной гофрировки. Изменение ионного заряда облака с $Z_i = 1.3$ (реальная водородная плазма) до $Z_i = 7$ (азот) не привело к существенным изменениям ни в количестве захваченных частиц, ни в эффективности нагрева. По-видимому, захват электронов в гофрированную часть ловушки достаточно эффективен даже при малых Z_i . Поэтому в дальнейших расчётах облако полагалось водородным и полностью заполняющим гофрированный участок.

Варьирование плотности облака (Рис. 4, Рис. 5) показало, что с увеличением его плотности количество захваченных в гофрированной области электронов медленно падает, а эффективность нагрева растёт. Скорость этого роста, однако, отстаёт от темпов увеличения плотности. Таким образом, для достижения высоких температур использование очень плотных облаков плазмы оказывается нецелесообразным.

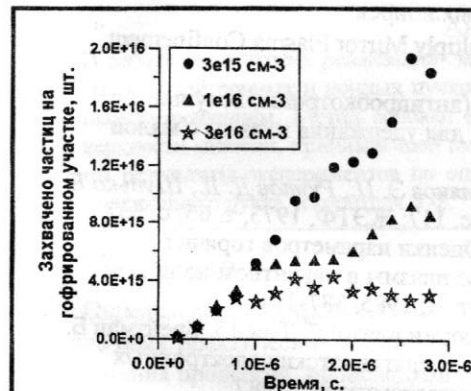


Рис. 4. Захват электронов в облаке как функция его плотности

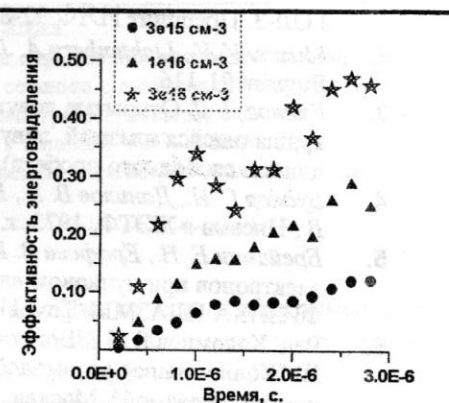


Рис. 5. Эффективность передачи энергии от электронов облаку в зависимости от его плотности.

Полное количество находящихся в ловушке частиц слабо зависит от плотности облака, так как основная масса надтепловых электронов большую часть времени находится в пролётном режиме. В отсутствие гофрировки эффективность энерговыделения в плотном облаке падает на (20-40)%.

6. Заключение

Проведённые расчёты показали, что использование гофрированного поля приводит к существенному улучшению параметров захвата и утилизации энергии надтепловых электронов. При заполнении гофрированной части установки плазменными облаками с плотностью до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ удастся довести эффективность использования энергии надтепловых электронов до 50%, что на (20-40)% выше, чем в однородном магнитном поле.

7. Благодарности

Автор выражает благодарность В. Т. Астрелину и А. в. Бурдакову за помощь в постановке задачи и ценные обсуждения.

8. Литература

1. Бурдаков А. В., Воропаев С. Г., Губер А. Ф., Карюкин А. В., Койдан В. С., Лебедев С. В., Меклер К. И., Никифоров А. А., Пиффл В., Поступаев В. В., Чихунов В. В., Щеглов М. А. Нагрев основной компоненты плазмы с помощью микросекундного РЭП на установке ГОЛ-3. Препринт ИЯФ 92-8. Новосибирск.
2. *Mirnov V. V., Lichtenberg A. J. Multiply Mirror Plasma Confinement. Preprint 91-116.*
3. Рюттов Д. Д. Открытые ловушки (антипробкотроны, ловушки с вращающейся плазмой, ловушки для удержания плазмы с малой длиной свободного пробега).
4. Будкер Г. И., Данилов В. В., Кругляков Э. П., Рюттов Д. Д., Шуныко Е. В., Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 117; ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 562.
5. Брейзман Б. Н., Ерофеев В. И. "Оценки параметров горячих электронов при пучковом нагреве плазмы в магнитном поле". ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, Том 11, Вып. 4, 1985, 387-394.
6. Ред. Кадомцев Б. Б., "Вопросы теории плазмы", Том 15. Брейзман Б. Н. "Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой". Москва, "Энергоатомиздат", 1987.
7. Бурдаков А. В., Воропаев С. Г., Губер А. Ф., Карюкин А. В., Койдан В. С., Лебедев С. В., Меклер К. И., Мельников П. И., Никифоров А. А., Поступаев В. В., Чихунов В. В., Щеглов М. А. Эксперименты по двухступенчатому нагреву плазмы на ГОЛ-3-П. Препринт ИЯФ 92-12.
8. Бурдаков А. В., Поступаев В. В., Особенности переноса тепла при пучковом нагреве плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3. Препринт ИЯФ 92-9.
9. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., Теоретическая физика. Том 10: "Физическая кинетика".
10. Ред. Кеурим-Маркус И. Б. "Тормозная способность электронов и позитронов". Доклад 37 МКРЕ. Москва, "Энергоатомиздат", 1987.
11. *Yvacheslavov L. N., Kandaurov I. V., Kruglyakov E. P., O. I. Meshkov. and Sanin A. L. "Experimental studying of strong Langmuir turbulence in a magnetized plasma". Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, 1996.*

Калориметрия с пространственным разрешением

Заболотский А. Ю.¹

Аннотация

В работе рассмотрена реализация метода определения распределения параметров электронных и ионных пучков по сечению с высоким пространственным разрешением. Метод основан на регистрации теплового свечения поверхности мишени, принимающей пучок, в видимой части спектра. Приведены результаты экспериментов по определению параметров релятивистского электронного пучка ускорителя У-2.

1. Введение

Определение пространственных характеристик пучков, используемых для различных практических целей, является важной задачей как с точки зрения понимания процессов, происходящих в системах создания пучков, так и с точки зрения определения влияния пространственных характеристик пучков на системы, для которых они используются.

Распространенными методами решения данной задачи являются секционированные калориметры или системы регистрации рентгеновского излучения с калориметра с пространственным разрешением. Однако, в некоторых случаях реализация этих методов затруднена. В связи с этим был разработан альтернативный метод определения распределения параметров электронных и ионных пучков по сечению, основанный на регистрации теплового излучения поверхности калориметра в видимой области спектра.

Эксперименты проводились в ИЯФ им. Будкера на установке ГОЛ-3-П [1], на которой ведутся работы по изучению нагрева плазмы в открытой ловушке мощным релятивистским электронным пучком. Исследовались пространственные характеристики электронного пучка с энергией 1 МэВ и длительностью до 6 мкс, генерируемого в ленточном диоде ускорителя У-2 [2].

2. Описание метода оптической калориметрии

Идея метода состоит в следующем. Пучок, попадая на мишень, вызывает её нагрев. Нагрев приповерхностного слоя до достаточно высокой температу-

¹ Магистрант 2-го года обучения Новосибирского государственного университета, научный руководитель к.ф.-м.н. Поступаев В.В.

ры вызывает тепловое свечение поверхности мишени. Получая двумерную картину свечения поверхности откалиброванной аппаратурой, можно восстановить распределение температуры по поверхности мишени. Восстановление распределения параметров пучка по сечению по известному профилю температуры поверхности проходит согласно некоторой модели нагрева и остывания мишени, которая должна как можно более точно описывать процесс взаимодействия. Задачей расчетов является получение по экспериментально известным параметрам пучка кривых зависимости температуры поверхности мишени от неизвестных параметров, с последующим обращением полученных кривых.

К преимуществам метода можно причислить:

- возможность получения высокого пространственного разрешения;
- учет потерь на тепловое излучение;
- бесконтактное определение параметров мишени.

Существенной особенностью метода является тот факт, что геометрические параметры эксперимента не влияют на точность определения температуры поверхности до тех пор, пока характерные градиенты изменения температуры не станут сравнимы с пространственным разрешением аппаратуры, регистрирующей излучение.

Основным отличием метода является привязка к конкретным моделям взаимодействия пучка с мишенью и теплопереноса в мишени. В некоторых случаях описать процессы нагрева и остывания мишени очень сложно. В частности, нет однозначного представления о процессах в материале мишени в случае высокой плотности энергии пучка на поверхности, такой, что начинаются процессы испарения не только на поверхности, но и внутри материала с возникновением движущихся границ раздела фаз, макроскопических отколов, изменением свойств вещества и т.д.

В области температур внутри объема мишени ниже критической точки для данного материала аномальные явления подавлены, что существенно упрощает задачу. При этом основную погрешность в результат будут вносить ошибки в теплофизических характеристиках материала при высоких температурах.

3. Регистрирующая аппаратура и её калибровка

В качестве аппаратуры, регистрирующей излучение, использовалась цифровая фотокамера Kodak DC20. Эта фотокамера имеет матрицу данных размером 500x240, разделенную на четыре цветовых плоскости. ПЗС матрица фотокамеры имеет область спектральной чувствительности от 400 до 1000 нм. Длительность экспозиции варьируется от 500 мкс до 33 мкс.

Очевидным преимуществом использования цифровой фотокамеры перед фотографической пленкой является повторяемость результатов регистрации и, соответственно, возможность проведения точных калибровок.

В качестве эталонного источника излучения при калибровке использовалась специализированная лампа СИ8-200, которая имеет вольфрамовую ленточную нить накала. Лампа питалась от специально собранного, стабилизированного источника питания.

Температурная калибровка лампы проводилась по оптическому пирометру ОПИИР-9, построенному по схеме с исчезающей нитью. В процессе калибровки лампы по многочисленным измерениям, проведенных при различных температурах, была построена кривая зависимости температуры лампы от напряжения на ней.

Диапазон изменения значений в ячейках ПЗС матрицы фотоаппарата составляет 255 ед. Для перекрытия температурного диапазона 1000-3000 °С (в котором яркость источника изменяется более сильно) использовались нейтральные светофильтры серии НС. Дополнительно перед объективом устанавливалось стекло марки ТФ-5, которое в дальнейшем применялось в эксперименте для защиты от рентгеновской наводки.

Таким образом, интенсивность засветки отдельной ячейки ПЗС матрицы, относящейся к определенной цветовой плоскости, описывалась интегралом:

$$I_j(T) = C \cdot \int \varepsilon(\lambda, T) \cdot F(\lambda, T) \cdot \prod_i HC_i(\lambda) \cdot T\Phi(\lambda) \cdot Y_j(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где $F(\lambda, T)$ – интенсивность излучения абсолютно черного тела при данной температуре T и длине волны λ [3], $\varepsilon_w(\lambda, T)$ – коэффициент спектральной степени черноты вольфрама [4], $HC_i(\lambda)$, $T\Phi(\lambda)$ – пропускание фильтров НС и стекла ТФ, $Y_j(\lambda)$ – спектральная чувствительность j -й цветовой плоскости, C – постоянный коэффициент, определяемый из калибровки.

Для каждой температуры излучатель лампы фотографировался несколько раз с выдержкой 33 мс. По снимкам определялась засветка ячеек ПЗС соответствующих однородно нагретой части излучателя лампы.

На рис. 1 приведены результаты калибровки в температурном интервале 1700 ÷ 2200 °К (с фильтрами НС10+НС3+НС2) для одной (из четырех) цветовой плоскостей ПЗС фотоаппарата. Калибровка была проведена для других цветовой плоскостей и других температурных диапазонов (в интервале от 1000 до 3000 °К).

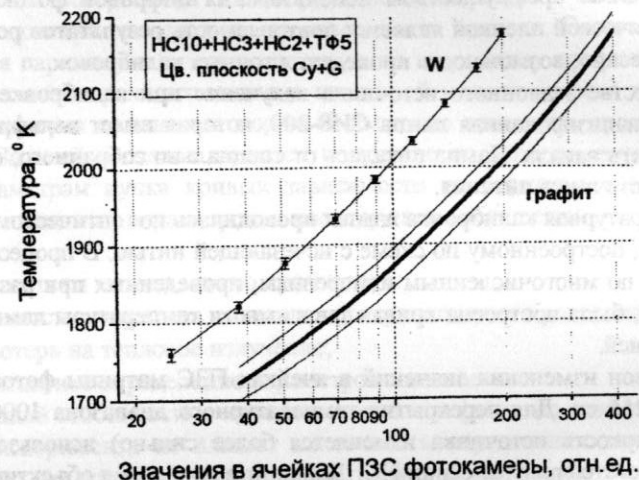


рис. 1. Результаты калибровки для вольфрама и калибровочная кривая для графита.

Ошибки в температуре, проставленные на кривой для вольфрама, определяются точностью регистрации света фотоаппаратом и точностью установки и поддержания температуры лампы.

Систематическая ошибка в определении абсолютного значения температуры определяется точностью пирометра, как первичного эталона, и составляет $\approx 20^\circ\text{C}$.

Найденные кривые $T(I)$ для вольфрама позволяют вычислить подобные кривые зависимости интенсивности от температуры для других материалов. Поскольку в описываемых экспериментах изучалось свечение поверхности графитового калориметра, то приведены расчеты для графита.

Пересчет производился с помощью интеграла (1) с использованием справочных значений $\varepsilon(T, \lambda)$ для графита, подвергнутого нагреву в вакууме [4,5]. При этом, чтобы учесть неопределенность в происхождении материала и неопределенность в состоянии поверхности графита, подставлялись справочные значения $\varepsilon(T, \lambda)$, полученные различными авторами. Тонкие кривые на рис. 1 определяют границы ошибки, связанной с неопределенностями в абсолютном значении и в функциональном поведении $\varepsilon(T, \lambda)$, а жирная линия – некую усредненную кривую, которая и использовалась как калибровочная. При ис-

пользовании полученной калибровочной кривой систематическая погрешность в определении температуры графита по значениям засветки ячеек ПЗС матрицы фотоаппарата составит 20° , а неопределенность в $\varepsilon(T, \lambda)$ внесет погрешность в температуру $\pm 1.5\%$.

4. Схема эксперимента

Схема эксперимента по регистрации свечения поверхности графитового калориметра показана на рис. 2. Релятивистский электронный пучок ускорителя У-2, попадая на графитовый калориметр, нагревал его. Излучение поверхности, проходя через стеклянное окно, выходило за пределы вакуумной камеры и отражалось зеркалом на объектив фотокамеры Kodak DC20.

В результате после каждого выстрела ускорителя У-2 получался двумерный снимок свечения поверхности калориметра с пространственным разрешением порядка мм.

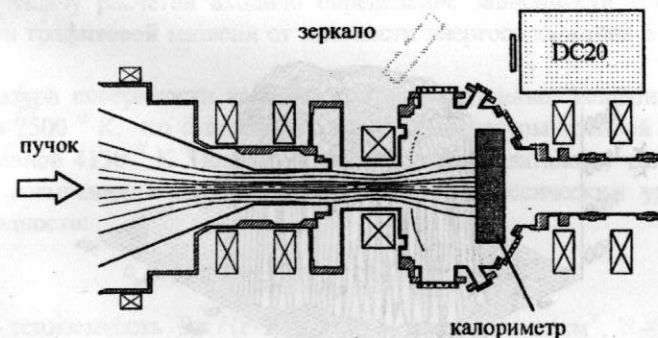


рис. 2. Схема регистрации свечения поверхности калориметра цифровой фотокамерой.

Схема регистрации излучения при помощи поворачивающего зеркала применялась в связи с наличием рентгеновского излучения с калориметра. Для дополнительного ослабления влияния рентгеновского излучения перед камерой устанавливалось 2 см стекла ТФ, а сама камера помещалась в свинцовую защиту.

Для того чтобы исследовать различные стадии остывания поверхности калориметра, запуск фотокамеры производился в различные моменты времени относительно начала электронного пучка. Значение выдержки в этих экспериментах составляло 33 мс.

Для контроля временного поведения излучения свет с калориметра дополнительно регистрировался фотодиодом с временным разрешением 500 мкс.

5. Температурный профиль излучения поверхности

В результате экспериментов были получены снимки поверхности калориметра при различных режимах работы ускорителя.

Для примера, на рис. 3 представлено распределение температуры по поверхности калориметра для выстрела PL2838. В этом выстреле фотокамера срабатывала за 5 мс до начала инжекции пучка и, следовательно, представленный снимок интегральный по времени 25 мс. Число градаций по интенсивности составляет 160 ед. На информативную часть снимка приходится порядка 8000 точек.

Перевод значений интенсивности в ячейках ПЗС матрицы фотоаппарата в температуру проходил по результатам калибровок, описанных в разделе 3.

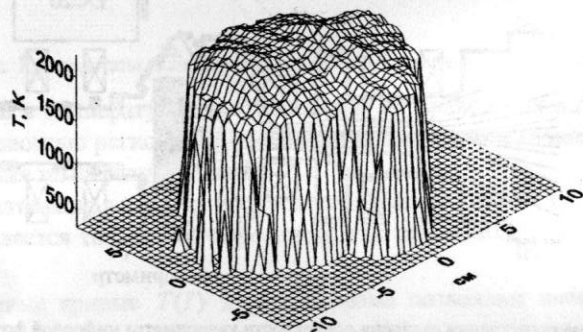


рис. 3. Распределение температуры по поверхности калориметра.

Пространственное разрешение составляет 0.7 мм по одной координате и 2.5 мм по другой.

Изменение температуры на поверхности не превышает величину порядка 400° в сечении пучка, что составляет 20% от максимального значения температуры. Оставшееся падение происходит на краях, причем это падение значительное, что говорит о достаточно резкой границе пучка

Относительная точность определения температуры для этого выстрела составляет величину порядка 2%. Систематическая ошибка в определении тем-

пературы равна 40° К. Ошибка определения температуры возрастает на краях пучка из-за влияния геометрического фактора.

Необходимо отметить, что такие измерения проводились впервые и подобные значения пространственного разрешения и ошибок в определении температуры связаны только с особенностями конкретных экспериментов (геометрия эксперимента, длительность выдержки, момент снимка и т.д.). По совокупности полученных данных определены условия эксперимента, при которых достижима точность определения температуры, указанная в разделе 3. Пространственное разрешение определяется аппаратурой и геометрией эксперимента и в случае необходимости может быть повышено.

6. Распределение энергосодержания по сечению пучка

В данной серии экспериментов основной задачей метода являлось определение распределения энергосодержания по сечению пучка ускорителя У-2, поэтому в задачу расчетов входило определение зависимости температуры поверхности графитовой мишени от плотности энергосодержания в электронном пучке.

Температура поверхности калориметра в проведенных экспериментах не превышала 2500° К, что существенно ниже температуры тройной точки для графита, равной 4130° К. Поэтому в расчетах предполагалось, что процессы нагрева и остывания калориметра описываются классическим уравнением теплопроводности:

$$c_p(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} + Q(x), \quad (2)$$

где $c_p(T)$ – теплоемкость Дж/(г·К), $\rho(T)$ – плотность г/см³, κ – теплопроводность материала, Q – объемный источник мощности Вт/см³.

Граничное условие в уравнении теплопроводности на поверхности, обращенной к пучку:

$$\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} = \rho v_w H + W,$$

где H – энтальпия испарения графита, v_w – скорость испарения, W – потери на тепловое излучение с поверхности. Вторая стенка мишени предполагается бесконечно удаленной с температурой, равной комнатной.

Вклад каждого из каналов потерь на поверхности, обращенной к пучку, существенно зависит от температуры: при низких температурах основной вклад вносит тепловое излучение поверхности, при высоких – существенным процессом потери энергии с поверхности является испарение.

Параметры пучка в определенном выстреле входят в уравнение теплопроводности через член $Q(x)$.

При расчетах использовалась следующая процедура. Для выбранного выстрела, по осциллограммам напряжения на диоде ускорителя У-2 и тока электронного пучка рассчитывался интегральный за импульс спектр пучка по энергии. На основе этого спектра с помощью кода EMSH [6], основанного на методе Монте Карло, рассчитывалось распределение энерговыделения по глубине графитовой мишени. Эта зависимость передавалась в качестве входных данных программе DISWALL [7], которая по уравнению теплопроводности (2) рассчитывала температуры поверхности мишени для различных плотностей энерговыделения в пучке. Результатом работы программы DISWALL являлась кривая зависимости температуры поверхности от плотности энерговыделения в пучке для конкретного спектра пучка. Согласно этой кривой измеренные значения температуры поверхности калориметра переводились в плотность энерговыделения в пучке.

Дополнительно при расчетах контролировалась температура по глубине материала. В случае проведенных экспериментов температура была всегда ниже температуры тройной точки для графита, так что условия применимости модели не нарушались.

Результирующее распределение энерговыделения по сечению пучка показано на рис. 4.

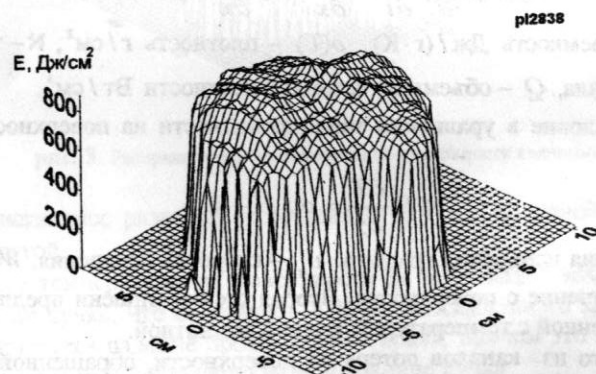


рис. 4. Распределение энерговыделения по сечению пучка на поверхности калориметра.

Как показали эксперименты, пучок имеет в сечении круглую форму с диаметром на поверхности калориметра 13–14 см и достаточно однородное распределение энерговыделения по сечению пучка.

Структура пучка, в общих чертах подобная полученной оптическим методом, наблюдалась при визуальном осмотре отпечатков пучка на поверхности калориметра после серии из нескольких десятков выстрелов.

Зная плотность энерговыделения, легко получить значение полного энерговыделения. Для площади, занимаемой пучком, равной 140 см², полное энерговыделение составляет величину 107^{+20}_{-15} кДж.

Ошибка определения полного энерговыделения складывается из нескольких слагаемых. Погрешность в определении температуры дает вклад 1/3 от общей ошибки в энерговыделении. Приблизительно такой же вклад вносит ошибка в определении абсолютного значения напряжения на диоде, равная 5%, которая приводит к ошибке в определении длины пробега электронов в мишени. Погрешность, связанная с ограниченным диапазоном регистрации температуры, вносит вклад, тоже приблизительно равный 1/3 от общей величины ошибки, но этот вклад в сторону больших значений, т.к. неучтенная площадь увеличивает полное энерговыделение.

В ошибку в значении плотности энерговыделения не вносит вклад ошибка, связанная с ограниченным диапазоном регистрации температуры, и основная неустранимая в данной схеме эксперимента погрешность вызвана ошибкой в длине пробега электронов в мишени.

Значение полного энерговыделения в пучке дополнительно контролировалось термопарой, встроенной в калориметр. По результатам измерений термопарой, величина полного энерговыделения пучка в данном выстреле составляет 104 кДж, что находится в удовлетворительном согласии с данными, полученными оптическим методом.

7. Заключение

Описанная в работе методика может найти применение для определения параметров широкого класса пучков, поскольку основным требованием, предъявляемым к пучку, является его способность нагревать мишень до температур, вызывающих свечение поверхности.

В настоящее время ведется работа, направленная на повышение точности метода. Одним из перспективных направлений является оптимизация мишени, принимающей пучок.

Автор выражает признательность Бурдакову А.В. и Поступаеву В.В. за полезные советы и помощь в работе.

8. Список литературы

- [1] *A.V.Burdakov, S.G.Voropaev, V.S.Koidan at al.* Experiments on the Collective Interaction of Microsecond Relativistic Electron Beam with a Plasma in the GOL-3-II Facility// JETP, 82 (6), 1120-1128 (1996).
- [2] *Arzhannikov A.V., Bobylev V.B., Nikolaev at al.* New results of the full scale ribbon beam experiments on U-2 device// Beams 94, Volume I, p. 136.
- [3] Таблицы физических величин: Справочник / Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991 г.
- [4] Излучательные свойства твердых материалов: Справочник / Под. ред. А.Е.Шейндмана. М. Энергия, 1974 г.
- [5] Графит как высокотемпературный материал / Под. ред. К.П. Власова. М.: Мир, 1964 г.
- [6] *В.А.Тажурский.* Программа EMSH. Новосибирск, 1989. – (Препринт/ ИЯФ СО АН СССР; ИЯФ 89-16).
- [7] *Astrelin, A.V. Burdakov, P.Z. Chebotaev at al.* Hot electron target interaction experiments at the GOL-3 facility// Nuclear Fusion, Vol. 37, No.11 (1997) 1541-1558.

Диагностический комплекс на основе атомарных инжекторов

ДИНА-5М.

С.А. Корепанов¹, С.В.Мурахтин

Описываемый диагностический комплекс был изготовлен для измерения флуктуаций температуры и плотности плазмы, а также для регистрации направленных движений плазмы на установке MST (Madison, USA). Установка MST представляет собой тороидальную магнитную ловушку, которая может работать как в режиме токамака, так и в режиме пинча с обратным магнитным полем. Последний случай характеризуется сложной картиной полей и движений в плазме, что обуславливает потребность в подобном диагностическом комплексе.

Основные параметры установки MST представлены в табл.1.

| | |
|-------------------------|--------------------------------------|
| Малый радиус тора | 0.52 м |
| Большой радиус тора | 1.5 м |
| Ток в плазме | <0.65 МА |
| Длительность импульса | <90 мс |
| Электронная температура | <600 эВ |
| Ионная температура | <350 эВ |
| Плотность плазмы | <4x10 ¹³ см ⁻³ |
| β | <10 % |

Табл.1

В состав комплекса входит:

1. Диагностика на основе резерфордского рассеяния атомов пучка на ионах плазмы на малые углы. Схема диагностики показана на рис.1. Диагностический инжектор ДИНА-5М создает пучок атомов гелия с энергией 20 кэВ и инжектирует его в плазму. Атомы пучка, испытавшие резерфордское рассеяние на определенном угле, принимаются анализатором энергетического спектра. Схема анализатора показана на рис.2.

¹ Аспирант ИЯФ им. Будкера 1-го года обучения, научный руководитель к.ф.-м.н Дейчули П.П

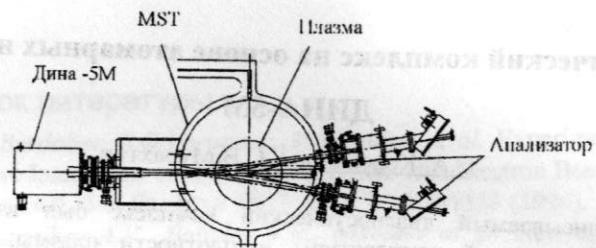


Рис.1

В данном анализаторе используется схема 45-градусного электростатического анализатора. Частицы пучка, влетающие в тракт анализатора, попадают в плоский конденсатор под углом 45° , отклоняются электрическим полем и в зависимости от своей энергии попадают в

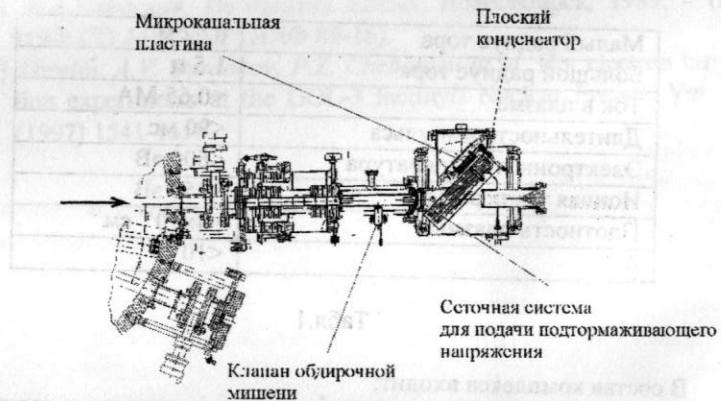


Рис.2

различные точки микроканальной пластины. Особенностью данного анализатора является использование подтормаживания пучка перед входом в плоский конденсатор для увеличения энергетического разрешения. Схема с одним анализатором позволяет измерять флуктуации температуры, плотности плазмы, анализировать направленные движения плазмы. Использование двух анализаторов позволяет производить корреляционный анализ движений в плазме в различных точках.

2. Спектроскопическая диагностика. Схема эксперимента показана на рис.3.

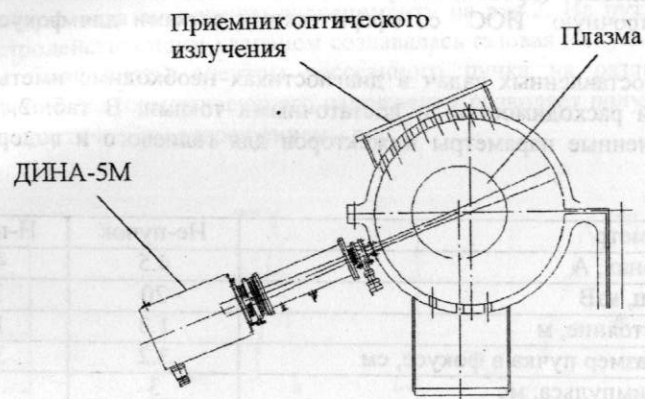


Рис.3

Пучок атомов водорода с энергией 30 кэВ инжектируется в плазму. При этом происходит перезарядка и высвечивание образовавшихся возбужденных ионов примесей плазмы. Регистрация этих линий (сдвиг и уширение) позволяет измерять температуру плазмы, а также судить о наличии и распределении примесей в плазме.

В описанных выше диагностиках используется диагностический инжектор ДИНА-5М, рис.4. Этот инжектор является модернизированным вариантом инжектора ДИНА-5. В инжекторе ДИНА-5М, изготовленном специально для

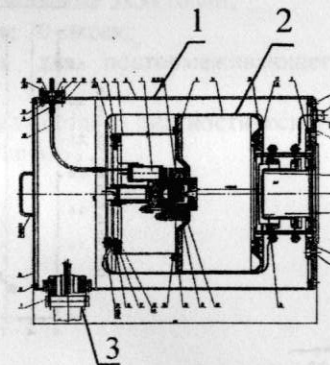


Рис.4

1-магнитный экран, источник 2-быстрых ионов, 3-кабель питания

MST, многощелевая (проволочная) плоская ионно-оптическая система заменена на дырочную ИОС со сферическими сетками для фокусировки пучка.

Для решения поставленных задач в диагностиках необходимо иметь пучки атомов с малой расходимостью и достаточными токами. В таб. 2, рис.5,6 показаны полученные параметры инжекторов для гелиевого и водородного пучков.

| Параметр | He-пучок | H-пучок |
|--------------------------------------|----------|---------|
| Ток пучка в ионах, А | 4.5 | 4.5 |
| Энергия частиц, кэВ | 20 | 30 |
| Фокусное расстояние, м | 1.3 | 1.3 |
| Поперечный размер пучка в фокусе, см | 3.2 | 3.6 |
| Длительность импульса, мс | 3 | 3 |
| Диаметр ИОС, мм | 60 | 60 |

Табл.2

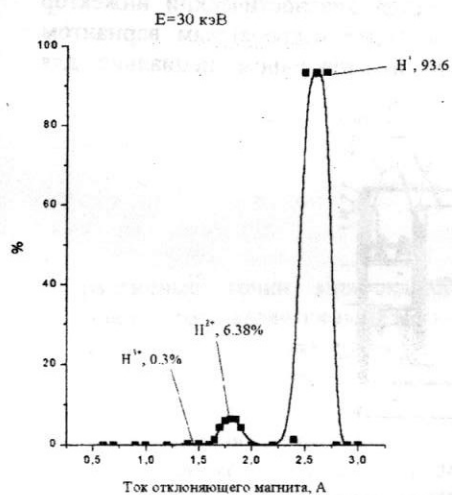


Рис.5

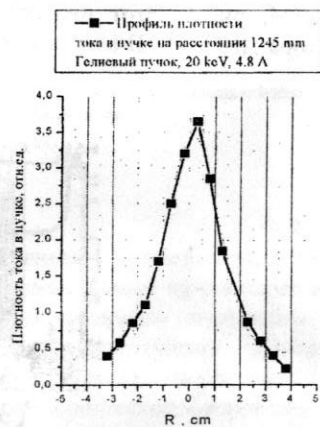


Рис.6

Для настройки и испытания анализаторов были проведены эксперименты с регистрацией гелиевого пучка рассеянного на газовой мишени (H, He, Kr, Ar). Схема эксперимента аналогична эксперименту на рис.2. На пути атомарного пучка быстродействующим клапаном создавалась газовая импульсная мишень. При этом были сняты спектры рассеянного пучка на различных газах. Использование подтормаживающего напряжения позволяет получить спектр с лучшим энергетическим разрешением - рис.7.

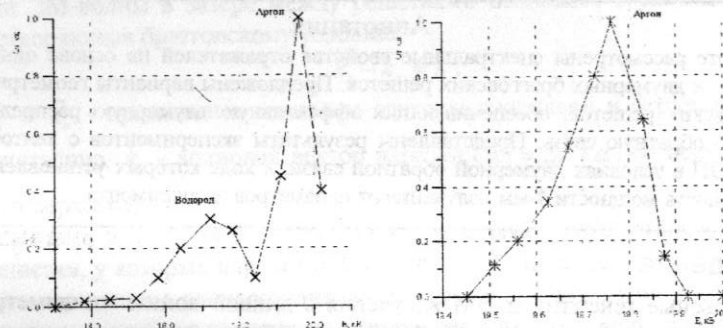


Рис.7

В тестовых экспериментах с гелиевым пучком и анализаторами были получены следующие параметры энергетических анализаторов:

- сканируемая область в плазме $3 \times 3 \times 10$ см;
- временное разрешение 20 мксек;
- аппаратная функция для подтормаживающего напряжения 17 кВ составляет 200 эВ.

В июне 99 г. осуществлена поставка диагностического комплекса в Мэдисон и начат монтаж на установке MST.

Селективные свойства планарных резонаторов и генерация 4-мм излучения в лазере с ленточным РЭП

П.В.Калинин¹, С.А.Кузнецов, В.Д.Степанов

Аннотация

В работе рассмотрены спектральные свойства отражателей на основе одномерных и двумерных брэгговских решеток. Предложены варианты геометрии брэгговских решеток, обеспечивающих эффективную двумерную распределенную обратную связь. Представлены результаты экспериментов с ленточным РЭП в условиях двумерной обратной связи, в ходе которых установлена зависимость мощности 4-мм излучения от параметров эксперимента.

1. Введение

Импульсные генераторы ЭМ излучения с длиной волны миллиметрового диапазона и с мощностью ~1-10 Гвт могут найти применение в различных приложениях, например, в управляемом термоядерном синтезе (для нагрева электронов в токамаках и открытых ловушках посредством электронно-циклотронного резонанса), для выжигания загрязнений и восстановления озонового слоя в верхних слоях атмосферы, для очистки бетонных колпаков атомных электростанций от радиоактивных загрязнений, и т.п. К таким устройствам можно отнести установку ЭЛМИ, созданную в ИЯФ СО РАН на базе ускорителя У-3 [1]. Установка работает по схеме лазера на свободных электронах (МСЭ). Генерация излучения обусловлена движением сильнооточного ленточного электронного пучка в пространственно периодическом магнитном поле ондулятора.

Важной практической задачей является создание электродинамической системы генератора, обеспечивающей генерацию излучения в узком спектральном интервале. Кроме того, использование широкого ленточного пучка требует обеспечения пространственной когерентности излучения по всему поперечному сечению пучка. Для решения этих задач был разработан планарный резонатор, составленный из селективных брэгговских отражателей.

2. Брэгговский резонатор

Для получения излучения в узком спектральном интервале на установке ЭЛМИ используется резонатор, представляющий собой плоский волновод, на концах которого расположены селективные отражатели. Каждый отражатель состоит из двух параллельных брэгговских решеток, которые изготовлены из медных пластин путем мелкой гофрировки рабочей поверхности. При прохождении ЭМ-волны в зазоре между решетками возникает отраженная волна, удовлетворяющая брэгговскому условию:

$$\bar{k}_i - \bar{k}_s = \bar{k}, \quad (1)$$

где \bar{k}_i и \bar{k}_s - продольные волновые векторы падающей и отраженной волн соответственно, \bar{k} - волновой вектор нарезки ($|\bar{k}| = 2\pi/d$, d - период гофрировки поверхности).

Селекцию излучения по длине волны позволяют осуществлять одномерные решетки, у которых нарезка гофра выполнена по координате, перпендикулярной направлению распространения волны в волноводе. При идеальной нарезке, когда ее глубина зависит от координаты вдоль оси волновода по гармоническому закону, решетка имеет один волновой вектор и отражение происходит в узкой полосе частот вблизи частоты точного брэгговского резонанса (Рис. 1).

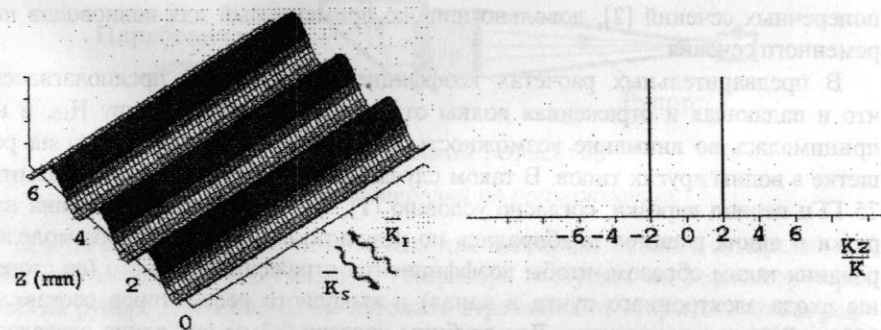


Рис. 1 Одномерная брэгговская решетка с гармонической нарезкой.

¹ Аспирант 1-го года обучения ИЯФ СО РАН, научный руководитель д.ф.-м.н. А.В.Аржанников.

Поскольку изготовление такой поверхности сопряжено с техническими сложностями, то, как правило, используются решетки с прямоугольной формой выступов. При этом спектр собственных волновых векторов решетки может быть найден из Фурье-разложения профиля нарезки (Рис.2).

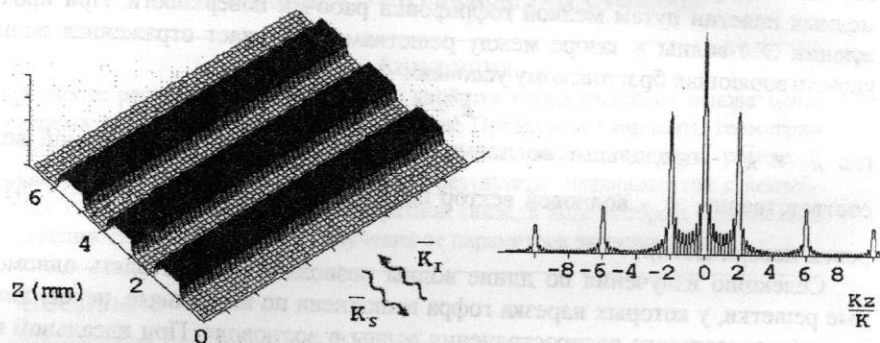


Рис.2 Одномерная брэгговская решетка с прямоугольной нарезкой.

Для определения спектральных свойств рефлекторов на основе брэгговских решеток были проведены расчеты зависимости коэффициента отражения рефлектора от частоты падающего излучения при различной глубине нарезки и длине гофрированной поверхности решеток. В расчетах использовался метод поперечных сечений [2], довольно широко применяемый для волноводов переменного сечения.

В предварительных расчетах коэффициента отражения предполагалось, что и падающая и отраженная волны относятся к основному типу H_{10} , и не принималась во внимание возможность преобразования такой волны на решетке в волны других типов. В таком случае, для выбранной рабочей частоты 75 ГГц период нарезки, согласно условию (1), составляет ~ 2 мм. Глубина нарезки и длина решеток подбирались по результатам компьютерного моделирования таким образом, чтобы коэффициенты отражения входного (со стороны входа электронного пучка в канал) и выходного рефлекторов составили 95% и 75% соответственно. Для глубины нарезки 0,2 мм эта длина оказалась равной 18 см и 10 см.

Брэгговские решетки с такими параметрами были изготовлены, и для проверки спектральных свойств рефлекторов на их основе был разработан и собран измерительный стенд. Основным элементом стенда является панорамный измеритель КСВН и ослабления. Измеритель состоит из генератора (полоса частот 53,5-78,8 ГГц) и индикатора. Индикатор содержит электронно-лучевую

трубку с частотной разверткой, позволяющую визуально наблюдать спектр сигнала.

Измерения коэффициента отражения проводились по двум различным схемам. В первом случае (Рис.3) излучение от генератора подается на параболическое зеркало, формирующее плоский фронт волны. Эта волна проходит через рефлектор, составленный из брэгговских решеток, и по сужающемуся плоскому рупору поступает на детектор, регистрирующий прошедшую мощность. Сигнал с детектора поступает на индикатор, и на ЭЛТ отображается спектр прошедшего через рефлектор сигнала. Для определения абсолютного значения коэффициента пропускания рефлектора в схеме используется направленный ответвитель с детектором, с помощью которого измеряется величина падающей мощности. Поскольку потери излучения в стенках волноводов и рупора малы, зная падающую и прошедшую мощность можно определить коэффициент отражения рефлектора.

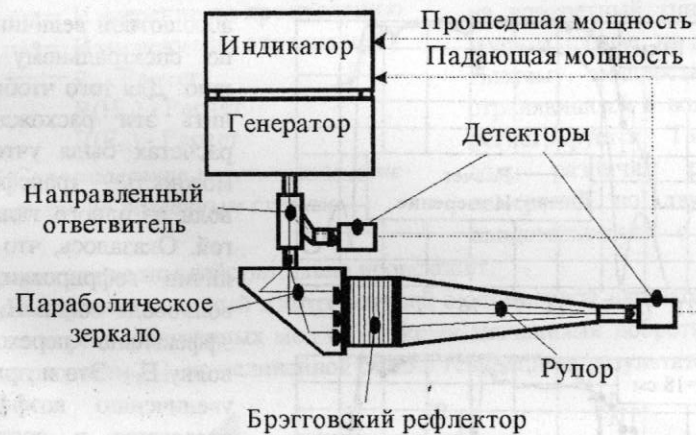


Рис.3 Схема измерений по прохождению.

Другая схема (Рис.4) предназначена для непосредственного измерения отраженной мощности. Излучение от генератора поступает на рефлектор через плоский рупор. Для того, чтобы избежать отражения от открытого конца рефлектора, на выходе установлен поролон, пропитанный аквадагом, в котором поглощается прошедшее излучение. Для регистрации падающей и отраженной мощности используется два направленных ответвителя с детекторами.

Сопоставление измеренных коэффициентов отражения для изготовленных рефлекторов с расчетными показало, что они существенно отличаются как по

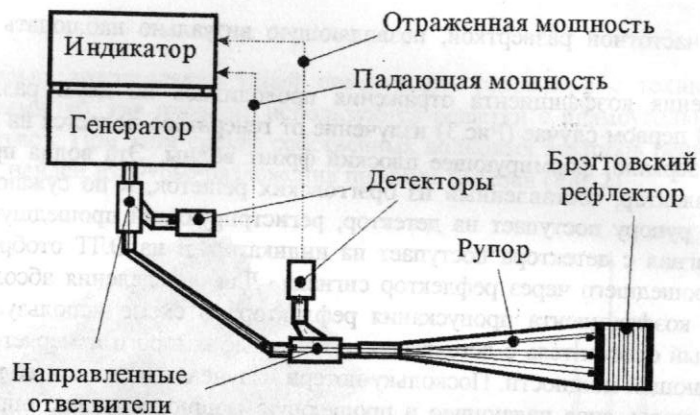


Рис.4 Схема измерений по отражению.

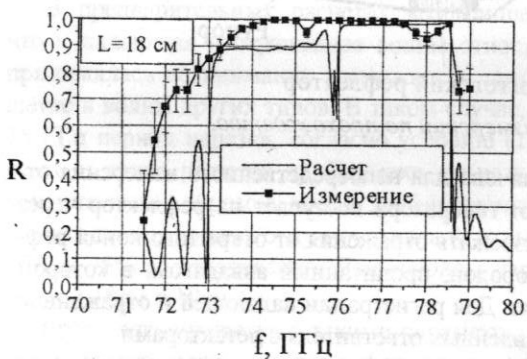
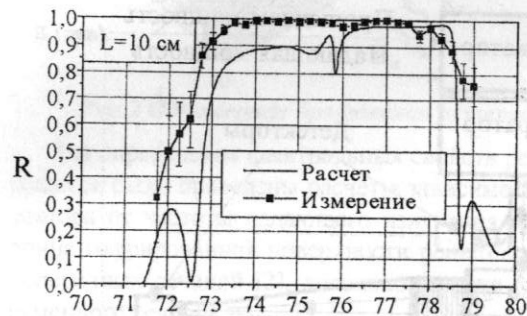
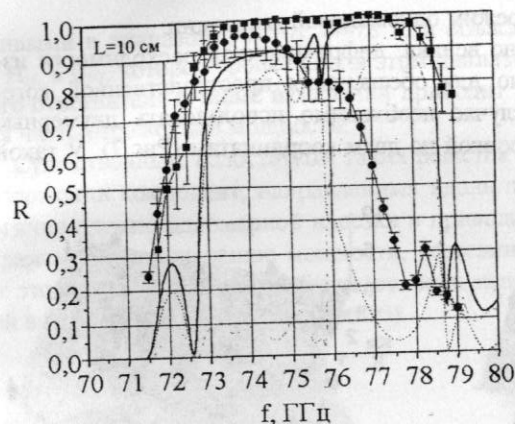


Рис.5 Коэффициенты отражения одномерных брэгговских рефлекторов.

абсолютной величине, так и по спектральному поведению. Для того чтобы объяснить эти расхождения, в расчетах была учтена возможность трансформации волн из одного типа в другой. Оказалось, что при наличии гофрировки стенок волновода волна H_{10} может эффективно переходить в волну E_{12} . Это и приводит к увеличению коэффициента отражения и расширению его спектра.

На Рис.5 сопоставлены результаты расчетов (с учетом волн E_{12}) и измерений для коэффициентов отражения (R) двух рефлекторов различной длины. Измерения проводились по первой



- Измерение по пропусканию
- Измерение по отражению
- R_Σ - Расчет
- R(H₀₁) - Расчет
- ... R(E₂₁) - Расчет

Рис.6 Сопоставление результатов измерения по различным схемам.

трансформация волны действительно происходит.

Резонатор, составленный из отражателей с одномерной нарезкой, обладает узким спектром собственных мод с близкими значениями добротностей. Однако, по расчетам [3], на нелинейной стадии генерации в результате конкурен-

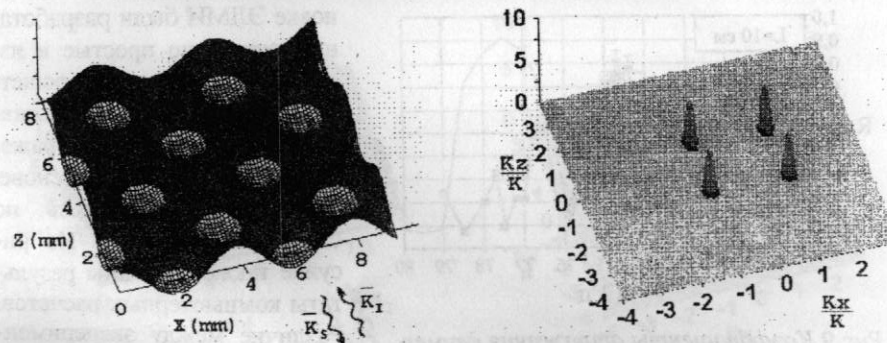


Рис.7 Двумерная брэгговская решетка с гармонической нарезкой.

схеме, представленной на Рис.3.

При измерениях по двум различным схемам было так же обнаружено, что эти методики дают различную ширину спектра отраженного сигнала (Рис.6). Различия объясняются использованием направленно-го ответвителя для регистрации отраженной мощности в схеме измерений на отражение. Как известно, направленные ответвители рассчитаны на конкретный тип волны, в данном случае на волну H_{10} . Поэтому мощность, распространяющаяся в волне E_{12} , не регистрируется. Таким образом, различие результатов измерений по двум схемам свидетельствует о том, что

ции мод может устанавливаться режим одномодовой генерации.

Если ширина пучка достаточно велика, дифракционной расходимости излучения становится недостаточно для обеспечения пространственной когерентности излучения. В этом случае необходимо использовать двумерные брэгговские отражатели с гофрировкой по двум координатам (Рис. 7). У такой

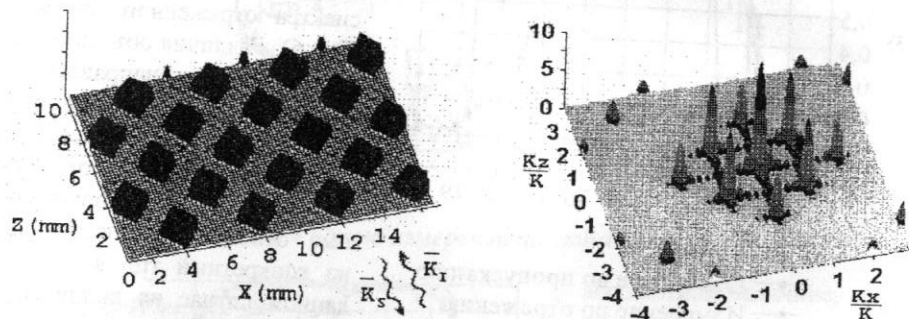


Рис. 8 Двумерная решетка, используемая в установке ЭЛМИ.

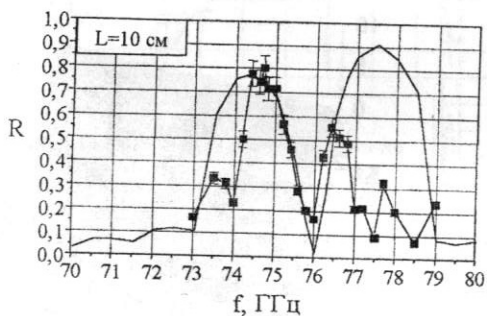
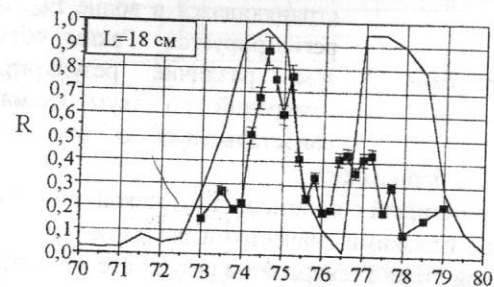


Рис. 9 Коэффициенты отражения двумерных брэгговских рефлекторов.

решетки волновые векторы направлены под углом 45° к падающей волне, и в результате возникают потоки энергии в поперечном направлении, синхронизирующие излучение широкого электронного пучка.

Для использования в установке ЭЛМИ были разработаны достаточно простые в изготовлении двумерные решетки (Рис. 8). На Рис. 9 представлены коэффициенты отражения рефлекторов на их основе. Измерения проводились по схеме на отражение. На рисунке также показаны результаты компьютерных расчетов. Различие между экспериментальными и теоретическими

кривыми в диапазоне частот 77-78 ГГц объясняется преобразованием волны из H_{10} в E_{12} , которое происходит в этом диапазоне. Использование направленного ответвителя в схеме измерений приводит к тому, что регистрируется малая часть отраженной мощности.

Существенным недостатком таких решеток является присутствие в Фурье-разложении компонент, направленных вдоль падающего излучения. Это аналогично случаю одномерной нарезки и приводит к увеличению коэффициента отражения и уменьшению мощности, рассеянной в поперечном направлении. От этого эффекта можно избавиться, если использовать решетки с гофрировкой в виде шахматной доски (Рис. 10).

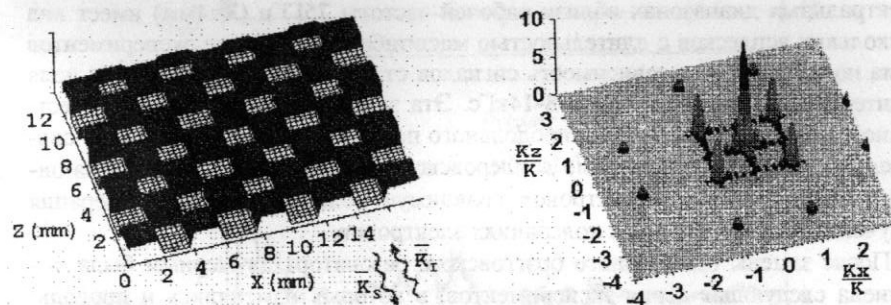


Рис. 10 Двумерная брэгговская решетка с нарезкой в виде шахматной доски.

Аналогичный результат получается при гофрировке в виде круглых отверстий (Рис. 11). Подбором диаметра отверстий можно избавиться от «одномерных» компонент Фурье-разложения.

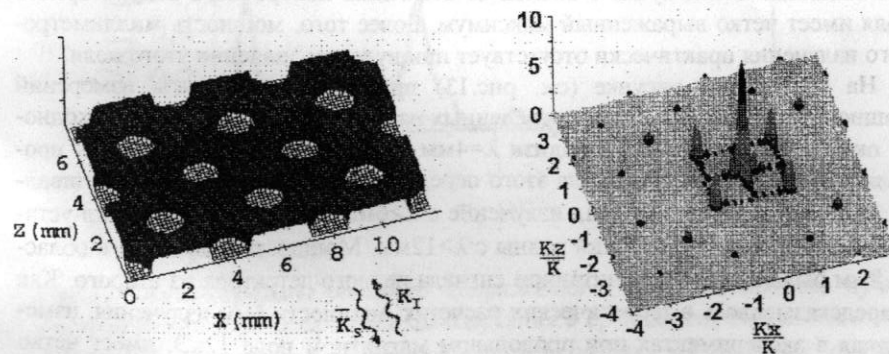


Рис. 11 Двумерная брэгговская решетка с нарезкой в виде круглых отверстий.

3. Эксперименты по генерации миллиметрового излучения.

В первой серии экспериментов с активным магнитным ондулятором для селекции мод использовался резонатор с одномерной обратной связью. Эта серия экспериментов была выполнена на ускорителе У-2 в 1998-1999 годах, а затем продолжена на установке ЭЛМИ, созданной на основе ускорителя У-3. Параметры пучка в этих экспериментах были следующие: $E_e \sim 0.8 \text{ МэВ}$, $I_b \sim 3 \text{ кА}$, $\tau_b \sim 5 \text{ мкс}$, $S_b = 0.4 \times 12 \text{ см}$. Величины продольной и поперечной компонент магнитного поля ондулятора варьировались в ходе экспериментов в пределах от 8 до 14 кЭ и от 0 до 2 кЭ, соответственно.

Общий характер поведения во времени мощности излучения в разных спектральных диапазонах вблизи рабочей частоты 75 ГГц ($\lambda = 4 \text{ мм}$) имеет вид нескольких всплесков с длительностью масштаба 1 мкс. В ходе экспериментов была показана слабая зависимость сигналов от величины ондуляторного поля в интервале продольных полей 8-14 кГс. Эта зависимость становится существенной только при увеличении продольного поля свыше 15 кГс. Этот факт свидетельствует о том, что помимо доплеровского режима генерации волн на ондуляторных колебаниях электронов, сравнимую роль может играть генерация излучения на циклотронных колебаниях электронов.

После замены одномерного брэгговского резонатора двумерным была выполнена следующая серия экспериментов, в которых изменялись и продольная, и поперечная составляющие ондуляторного магнитного поля. Пример сигналов с детекторов мощности излучения и СВЧ-диодов с резонансными фильтрами, зарегистрированных в этих экспериментах, приведен на рис. 12. В отличие от экспериментов с одномерной обратной связью, эксперименты с двумерным брэгговским резонатором показали, что зависимость эффективности взаимодействия пучка с волной от величины поперечного ондуляторного поля имеет четко выраженный максимум. Более того, мощность миллиметрового излучения практически отсутствует при нулевом значении этого поля.

На следующем рисунке (см. рис. 13) приведены результаты измерений мощности излучения лазера, проведенных на расстоянии 0.5 м от его выходного окна в двух диапазонах вблизи $\lambda = 4 \text{ мм}$ и $\lambda = 8 \text{ мм}$ для двух значений продольного магнитного поля. Для этого перед первым детектором устанавливался волновод, который отсекал излучение с $\lambda > 6 \text{ мм}$. А перед вторым был установлен волновод, отсекавший волны с $\lambda > 12 \text{ мм}$. Мощность излучения в области 8 мм была получена вычитанием сигнала первого детектора из второго. Как и предсказывалось в теоретических расчетах, мощность 4 мм излучения, измеренная в экспериментах при продольном магнитном поле 12 кЭ, имеет четко выраженный максимум по величине ондуляторного поля в районе 1.2 кЭ, и

Shot #2355, $H_{\parallel} = 12 \text{ кГ}$, $H_{\text{und}} = 1.2 \text{ кГ}$

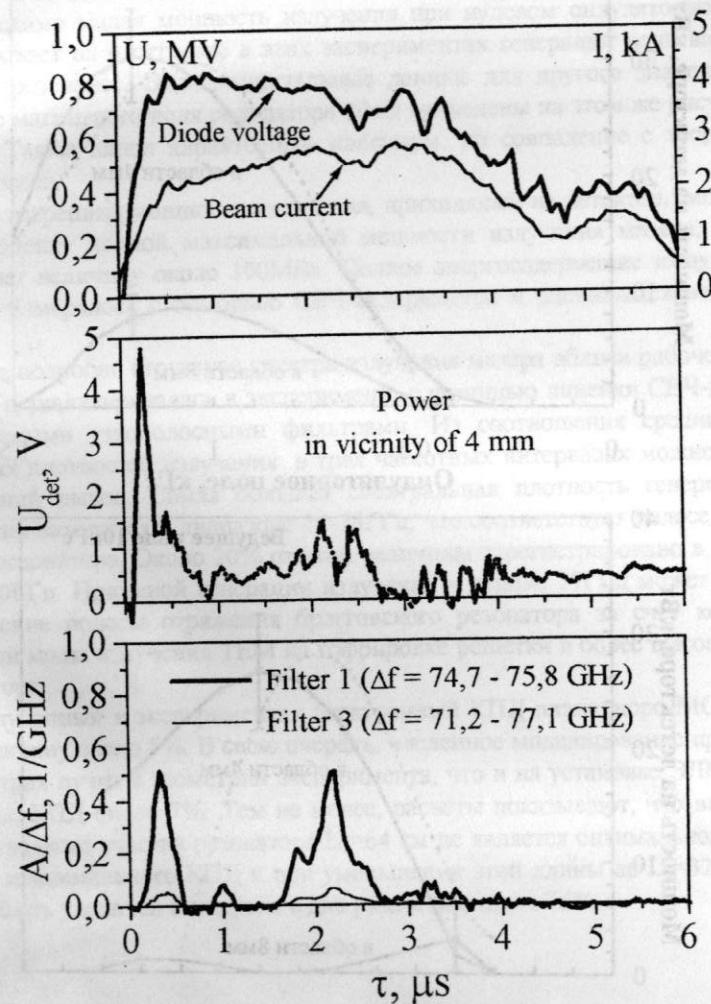


Рис. 12 Осциллограммы диодного напряжения и тока ленточного пучка, сигнала детектора мощности мм-излучения и средняя спектральная плотность мм-излучения в двух частотных интервалах, зарегистрированная с помощью СВЧ-диодов с резонансными фильтрами.

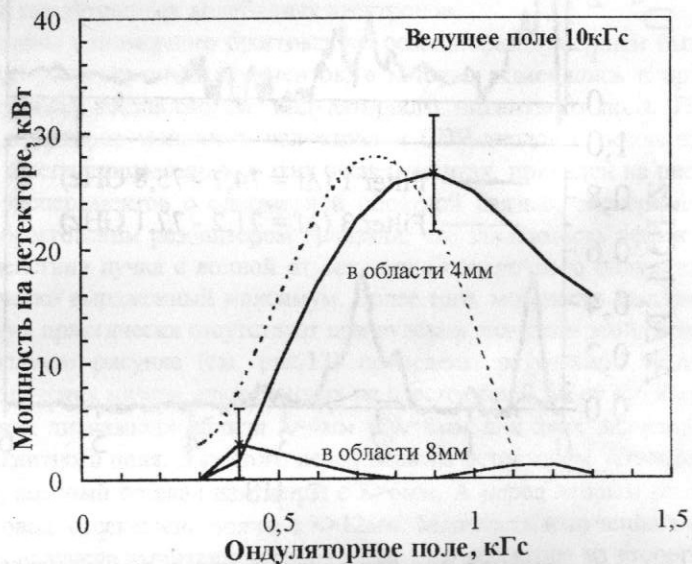
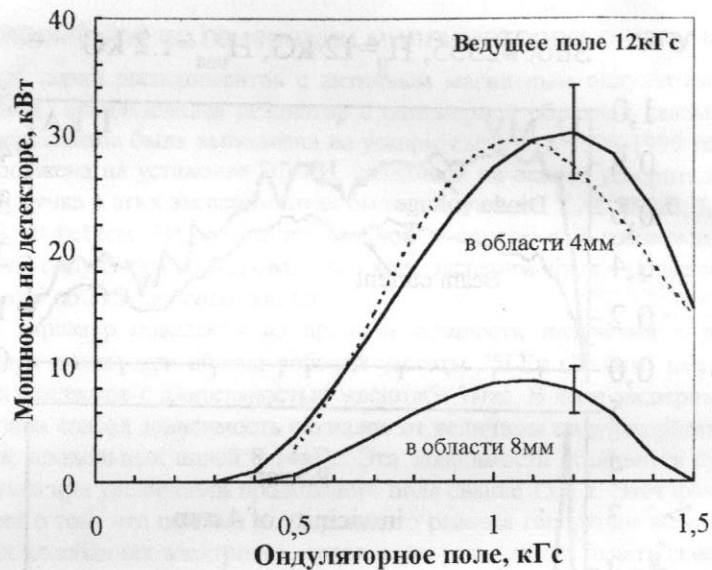


Рис.13. Результаты измерений мощности мм-излучения в двух диапазонах вблизи длин волн 4мм и 8мм. Теоретическая кривая показана пунктирной линией.

ширина этого максимума оказалась близкой к предсказанной в теории. Необходимо отметить, что мощность излучения с $\lambda \sim 8$ мм невелика и составляет менее 20% от полной мощности излучения. Другим важным фактом является пренебрежимо малая мощность излучения при нулевом ондуляторном поле, что указывает на отсутствие в этих экспериментах генерации волн на циклотронном резонансе. Экспериментальные данные для другого значения продольного магнитного поля ондулятора 10кЭ приведены на этом же рисунке (см рис.13). Также виден характерный максимум, но совпадение с теорией несколько хуже.

По измерениям мощности излучения, приходящей на детектор, можно получить оценку полной максимальной мощности излучения мазера, которая составляет величину около 100МВт. Полное энергосодержание импульса излучения измерялось с помощью СВЧ-калориметра и оценивается величиной 100Дж.

Более подробно структура спектра излучения мазера вблизи рабочей частоты 75ГГц анализировалась в эксперименте с помощью линейки СВЧ-диодов с резонансными узкополосными фильтрами. Из соотношения средних спектральных плотностей излучения в трех частотных интервалах можно сделать следующий вывод. Самая большая спектральная плотность генерируемого излучения находится в диапазоне 74-76ГГц, что соответствует полосе рабочих частот резонатора. Около 20% от этой величины зарегистрировано в диапазоне 76-80ГГц. Причиной генерации излучения в районе 77ГГц может служить расширение полосы отражения брэгговского резонатора за счет конверсии основной моды излучения ТЕМ на гофрировке решетки в более высокие моды резонатора.

Полученный в экспериментах электронный КПД планарного МСЭ составил величину около 5%. В свою очередь, численное моделирование при тех же параметрах пучка и геометрии эксперимента, что и на установке ЭЛМИ, дало значение КПД около 7%. Тем не менее, расчеты показывают, что выбранная длина гладкого участка резонатора $L_0=64$ см не является оптимальной с точки зрения максимального КПД и при уменьшении этой длины до $L_0=32$ см КПД может быть увеличен более чем в два раза и достигать 16%.

4. Заключение

В результате проведенных численных расчетов и “холодных” измерений спектральных свойств брэгговских решеток, было показано, что использованные в экспериментах отражатели имеют две узкие полосы отражения. По результатам компьютерного моделирования были предложены варианты гофрировки, обеспечивающие наиболее эффективную двумерную распределенную обратную связь.

Измеренная зависимость мощности излучения, генерируемого в МСЭ в диапазоне частот вблизи 75 ГГц, от поперечного ондуляторного поля хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями.

На основе компьютерных расчетов предложен путь для двукратного увеличения мощности и электронного КПД излучения.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ №531.

5. Список литературы

- [1] *M.A. Agafonov, A.V. Arzhannikov, N.S. Ginzburg, V.G. Ivanenko, P.V. Kalinin, S.A. Kuznetsov, N.Yu. Peskov, S.L. Sinitsky.* Generation of hundred joles pulses at 4-mm wavelength by FEM with sheet electron beam. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1998, v.26, N 3, p. 531-535.
- [2] *Б.З. Каценеленбаум.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. Москва, 1961.
- [3] *N.S. Ginzburg, N.Yu. Peskov, A.S. Sergeev, A.V. Arzhannikov, S.L. Sinitsky.* Proc. of II Asian Symposium on Free Electron Lasers, Novosibirsk, 1996, p.150-157.

Содержание

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Бобух Е.В., Нагрев плазмы надтепловыми электронами в магнитной ловушке. | 3 |
| 2 | Заболотский А.Ю., Калориметрия с пространственным разрешением. | 11 |
| 3 | Корепанов С.А., Мурахтин С.В., Диагностический комплекс на основе атомарных инжекторов Дина-5М. | 21 |
| 4 | Калинин П.В., Кузнецов С.А., Степанов В.Д., Селективные свойства планарных резонаторов и генерация 4-мм излучения в мазере с ленточным РЭП. | 26 |