

04; 07; 12

© 1990 г.

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПО СЕЧЕНИЮ ПРОТЯЖЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТОЛБОВ

Б. А. Князев, П. И. Мельников, В. В. Чукунов

Описан метод измерения распределения интенсивности излучения по поперечному сечению протяженных самосветящихся объектов. Метод основан на съемке объектов со стороны торца с помощью ЭОП через оптическую систему, обладающую свойством «отбирать» световые лучи, параллельные оптической оси системы, что обеспечивает высокое пространственное разрешение. Рассмотрен вопрос о фотографической фотометрии «фасеточных» (т. е. составленных из отдельных точек) изображений, которые характерны, в частности, для ЭОП с МНП усилителем. Показано, что при съемках в свете тормозного излучения оказывается возможным восстановление распределения плотности электронов плазмы. В качестве примера приведены результаты исследования профиля плотности столба замагниченной плазмы ($n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) диаметром 6 см и длиной 1 м, созданного прямым разрядом в металлической камере.

Введение

В экспериментальных исследованиях часто приходится иметь дело с плазменными образованиями, которые могут быть неоднородными в поперечном сечении, но достаточно однородными в продольном направлении. В качестве примеров можно привести плазму поперечного разряда в мощных газовых лазерах, а также замагниченную плазму в длинных соленоидах. В первом случае продольная однородность плазмы обеспечивается некоторыми специальными мерами (см., например, [1]), а в последнем обусловлена анизотропией процессов переноса в магнитном поле.

В настоящей работе описана оптическая система на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОП), позволяющая исследовать с высоким пространственным и временным разрешением распределение по поперечному сечению интенсивности излучения протяженных самосветящихся объектов. Использование светофильтров, выделяющих различные спектральные диапазоны, позволяет проводить съемки как на отдельных атомных (ионных) линиях, так и в континууме. Как будет показано ниже, в последнем случае можно определить распределение по сечению плотности электронов плазмы $n(x, y)$.¹

Исследования поперечного сечения плазменного столба проводились ранее с помощью «плазмоскопов», описанных в ряде работ (см., например, [2, 3] и библиографию в них). В этих устройствах регистрировалось свечение люминофора под действием электронов, извлекаемых с помощью системы сеток из плазмы и ускоряемых до энергии порядка 10 кэВ. Однако их применение возможно только при не слишком высокой (до $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) плотности плазмы. Описываемый здесь метод свободен от этого ограничения.

¹ Точнее говоря, определяется величина $\int n_e(x, y) dz/L$.

Для краткости совместим описание собственно метода с примером его конкретной реализации — исследованием замагниченного плазменного столба длиной 120 см и диаметром 6 см, используемого в экспериментах по взаимодействию интенсивного микросекундного релятивистского электронного пучка (РЭП) ускорителя У-1 [4] с газом и плазмой [5, 6]. Схема установки показана на рис. 1. Плазма создавалась прямым разрядом между графитовой тканью² 8 и металлической сеткой³ 3. Форма импульса тока I_p приведена на рисунке.

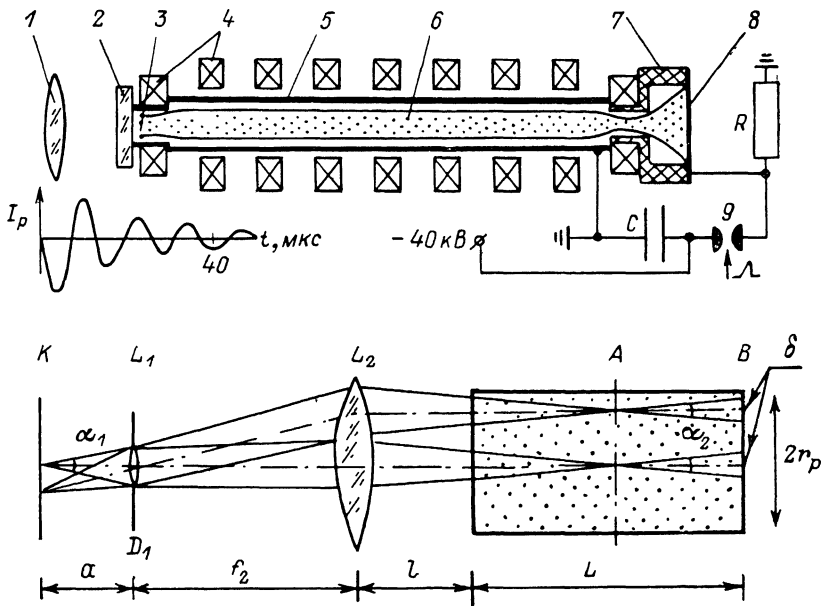


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и оптической системы.

1 — собирающая линза (на рисунке внизу L_2); 2 — выходное окно; 3 — металлическая сетка (анод); 4 — катушки магнитного поля; 5 — металлическая камера; 6 — плазма; 7 — изолятор; 8 — графитовая ткань (катод); 9 — разрядник; К — фотокатод ЭОП; L_1 , D_1 — линза и диафрагма объектива ЭОП.

Поперечный размер плазмы определялся конфигурацией магнитного поля и геометрией изолятора 7. Диаметр плазмы в камере из нержавеющей стали 5 (\varnothing 10.4 см) был меньше размера отверстия в пробочной катушке соленоида 4 (\varnothing 7.5 см). Магнитное поле в однородной части соленоида составляло 4 Тл, в пробке 8.8 Тл. Концентрация газа (гелий) менялась в диапазоне от 10^{14} до 10^{16} см⁻³. При высоких плотностях газа плазма не была полностью ионизованной, максимальная плотность электронов (определяемая интерферометрически) составляла 10^{15} см⁻³. Спектральный состав излучения контролировался с помощью монохроматора МДР-23 с девятиканальным волоконно-оптическим диссектором и блоком фотоумножителей.

Оптическая система

Для исследования распределения интенсивности излучения плазмы по сечению с разрешением по времени использовалось устройство (рис. 1), которое мы будем называть далее плазмоскопом (по аналогии с [2, 3]). Оптическая система, состоявшая из входной диафрагмы диаметром D_1 и двух линз L_1 и L_2 соответственно, позволяла отображать на плоскость К фотокатода ЭОП среднюю плоскость А плазменной камеры. Линза L_1 расположена в фокальной плоскости линзы L_2 и сильно задиафрагмирована, поэтому через нее проходят только те световые лучи, испущенные из плазмы, которые находятся в узком

² Такой способ создания плазменного столба был развит на установке ГОЛ-3 [7, 8].

³ В экспериментах с электронным пучком в этом месте располагается фольга, через которую РЭП инжектируется в плазму.

угле $\alpha < \alpha_2$ относительно оптической оси системы. Расстояния f_2 , l и L заданы геометрией эксперимента. Расстояние a между первой линзой и фотокатодом может быть вычислено или найдено экспериментально, тогда как размер диафрагмы D_1 определяется необходимым пространственным разрешением. Диаметр пятна δ на плоскости B определяет пространственное разрешение системы $\delta/2r_p$.

Расчеты оптической системы приведены в [9]. Нетрудно найти, что

$$a = \frac{f_1}{1 + \frac{f_1}{f_2} \left(\frac{l + L/2}{f_2} - 1 \right)}, \quad (1)$$

а пространственное разрешение в пересчете на объект $\delta = D_1 L / 2f_2$. В нашем случае $f_1 = 58$ мм, $f_2 = 580$ мм, $l = 260$ мм, $L = 1000$ мм⁴) и $a = 56.3$ мм. Величина D_1 составляла 3 мм, при этом $\delta = 2.5$ мм. Относительное пространственное разрешение $(\delta/2r_p) = 0.04$ было достаточно хорошим. Описываемая система имеет весьма малый телесный угол регистрирующей системы $\Omega = \pi \delta^2 / L^2 \sim 10^{-5}$, следовательно, в большинстве случаев приемлемая длительность экспонирования может быть достигнута только при использовании ЭОП с большим усилением по свету.

Экспериментальные результаты

Для регистрации изображений нами использовался электронно-оптический преобразователь ПИМ-104-2В [10] с увиолевым окном, мультищелочным фотокатодом, МКП усилителем и волоконно-оптической шайбой на выходе. ЭОП обеспечивал высокое ($\sim 10^4$) усиление изображения и мог работать как в кадровом режиме, так и в режиме щелевой развертки. Съемки производились в свете линий HeI (587.6 нм) и HeII (468.6 нм), а также в непрерывном спектре (540—576 нм). Нужные спектральные интервалы выделялись наборами светофильтров. Отсутствие в них линейчатого излучения контролировалось с помощью монохроматора. Длительность экспонирования менялась от 1 мкс в начале разряда до 30 мкс на стадии распада плазмы.

Подборка из трех кадров, приведенная на рис. 2, демонстрирует свечение плазмы в различные моменты времени в непрерывном спектре. Отчетливо видно, что на больших временах (после окончания тока разряда) плазма становится существенно неоднородной и в радиальном, и в азимутальном направлениях, что указывает на развитие в ней неустойчивости. При всех давлениях гелия имеется период времени в диапазоне между 10-й и 50-й микросекундами от начала разряда, когда свечение плазмы достаточно однородно, причем это наблюдается и в свете линий, и в континууме. Например, в момент $t = 17$ мкс (рис. 2) распределение свечения аксиально-симметричное с небольшим провалом в центре.

Восстановление интенсивности излучения при регистрации на фотопленку

Особо следует остановиться на восстановлении распределения интенсивности падающего на фотокатод излучения в случае использования ЭОП с МКП усилителем и волоконно-оптической шайбой на выходе. Основной особенностью изображения, получаемого в таких системах, является его «фасеточный» характер, когда в результате «срабатывания» отдельного канала МКП на фотопленке появляется пятнышко, диаметр которого в среднем составляет ~ 50 мкм (при диаметре канала 12 мкм).

Если при съемке длительность экспонирования меньше, чем «мертвое время» канала МКП (которое может достигать 40 мс [11]), то линейность изображения может быть обеспечена только в том случае, когда на любом участке МКП доля «сработавших» каналов много меньше единицы. В качестве верхнего предела

⁴ Это значение L соответствует однородной части. Вблизи торцов диаметр плазмы меняется, но относительно малая длина неоднородных участков позволяет пренебречь их свечением.

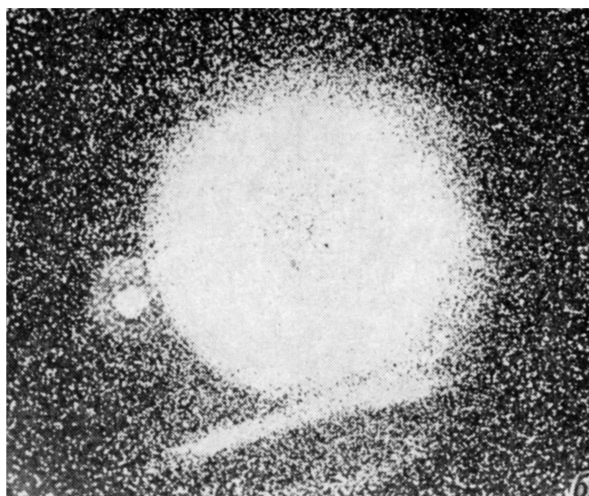
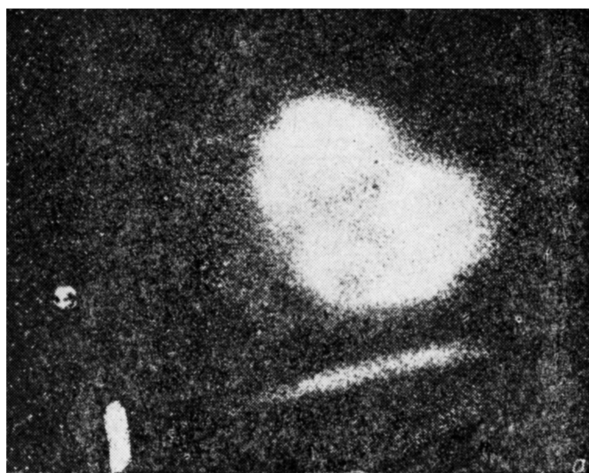


Рис. 2. Свечение гелиевой плазмы в непрерывном спектре в различные моменты времени от начала разряда.

1 — 3, 2 — 17, 3 — 130 мкс. Начальная плотность газа $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

этой величины можно принять значение порядка 0.1. Это условие означает, что в большинстве случаев изображение на фотопленке будет фасеточным, а следовательно, его нельзя обрабатывать обычными методами фотографической фотометрии [12].

Поскольку каждое пятнышко ослабляет в среднем световой поток на некоторую величину $\Delta\Phi$, а число пятнышек N в поле зрения микрофотометра пропорционально интенсивности падающего излучения J , то отношение световых потоков через неэкспонированную и экспонированную фотопленки есть

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_0 - \Delta\Phi \cdot cJ}{\Phi_0}, \quad (2)$$

где c — некоторая константа.

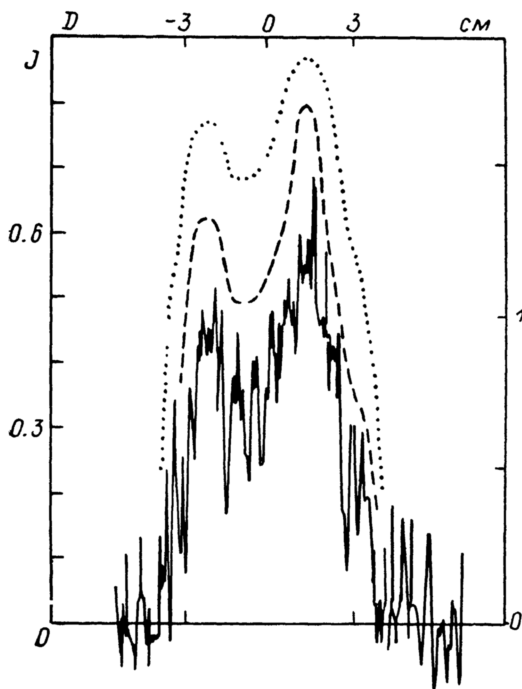
Тогда относительная интенсивность источника может быть найдена из следующего соотношения:

$$J(x, y) \sim 1 - \frac{\Phi}{\Phi_0} \equiv \\ \equiv 1 - 10^{-D(x, y)}, \quad (3)$$

где $D = \lg(\Phi_0/\Phi)$ — оптическая плотность почернения фотопленки, измеренная с помощью стандартного микрофотометра.

Статистическая ошибка $\delta J/J = N^{-1/2}$ и тем меньше, чем больше поле зрения микрофотометра.

Из численных оценок и контрольной обработки участков пленки с разной интенсивностью засветки следует, что восстановление с помощью (3) допустимо при $D \leq 0.6$.



$n_e, \text{ см}^{-3}$
 $1 \cdot 10^{15}$

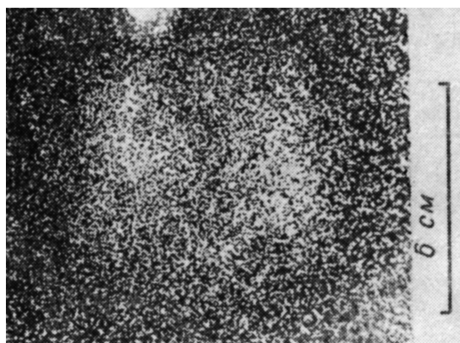


Рис. 3. Свечение плазмы в непрерывном спектре ($t=80$ мкс), его микрофотограмма, а также расчетные значения J (штриховая кривая) и n_e (точки).

При более высоких D отдельные пятнышки начинают накладываться друг на друга. Практика показала, что для визуального контроля удобно пользоваться несколько «пересвеченными» изображениями с $D_{\max} \sim 1$, такими, как на рис. 2. На рис. 3 приведены результаты количественной обработки свечения плазмы в непрерывном спектре в момент начала развития неустойчивости. Высокий уровень шума на микрофотограмме обусловлен малым полем зрения микрофотометра ИФО-451 ($S=0.18$ мм², число пятнышек в максимуме ~ 30) и в принципе может быть существенно уменьшен.

В случае, когда съемки проводятся в свете тормозного и рекомбинационного континуумов, используя известные выражения, можно соотнести распределение интенсивности с распределением плотности электронов плазмы. В частности если температура удовлетворяет условию $T_e > 1.3 \hbar\omega$, где $\hbar\omega$ — энергия регистрируемых фотонов (в нашем случае $\hbar\omega \approx 2$ эВ), то преобладающим является тормозное излучение [13], интенсивность которого в стандартных обозначениях можно записать следующим образом:

$$J \sim \sum_i \frac{Z_i^2 n_i n_e}{T_e^{1/2}} e^{-\frac{\hbar\omega}{T}} \approx \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{n_e} \equiv \frac{n_e^2 Z_{эфф}}{T_e^{1/2}}. \quad (4)$$

Откуда

$$n_e(x, y) \sim \frac{J^{1/2} T_e^{1/4}}{Z_{эфф}}. \quad (5)$$

В наших экспериментах сколько-нибудь заметного свечения примесей в течение по крайней мере нескольких десятков мкс не наблюдалось. Считая $Z_{эфф} = \text{const}(x, y)$ и пренебрегая слабой зависимостью (5) от температуры, получим $n_e \sim J^{1/2}$. Соответствующая зависимость показана на рис. 3 точками. Интерферометрические измерения величины $\int n_e dy$ позволяют определить абсолютные значения n_e . Видно, что в центре плотность плазмы составляет около $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Авторы благодарят С. Г. Воропаева, Р. Р. Ибрагимову и Ю. И. Красникова за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
- [2] Dobrokhotov E. I., Zharinov A. V., Moskalev I. N., Petrov I. V. // Nucl. Fusion. 1969. Vol. 9. N 2. P. 143—155.
- [3] Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Дейчули П. П. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. Вып. 5. С. 1133—1140.
- [4] Воропаев С. Г., Князев Б. А., Койдан В. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 5. С. 431—435.
- [5] Князев Б. А., Мельников П. И., Чукунов В. В. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. 2. С. 100—108. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 88-76. Новосибирск, 1988. 24 с.
- [6] Chikunov V. V., Knyazev B. A., Melnikov P. I. // Proc. 13th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Paris, 1988. Vol. 2. P. 436—438.
- [7] Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kapitonov V. A. et al. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1988. Vol. 30. P. 1574—1583.
- [8] Burdakov A. V., Deulin Yu. I., Kapitonov V. A. et al. // 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade, 1989. Vol. 1. P. 252—253.
- [9] Князев Б. А., Мельников П. И., Чукунов В. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 89-103. Новосибирск, 1989. 10 с.
- [10] Борисенко И. Р., Лебедев В. Б., Степанов Б. М. и др. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 240.
- [11] Дмитриев В. Д., Лукьянов С. М., Пенионжкевич Ю. Э., Самтаров Д. Р. // ПТЭ. 1982. № 2. С. 7—18.
- [12] Малышев Б. И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 478 с.
- [13] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.

Институт ядерной физики
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
3 июля 1989 г.

В окончательной редакции
8 декабря 1989 г.