

- [2] Дмитриев В.М., Соловьев А.Л. // ФНТ. 1981. Т. 7. В. 4. С. 575-594.
- [3] Соловьев А.Л., Христенков Е.В., Дмитриев В.М. // ФНТ. 1978. Т. 4. В. 1. С. 152-162.
- [4] Лихарев К.К. Введение в динамику джоульсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР. Ленинград

Поступило в Редакцию
8 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3 12 февраля 1989 г.
02; 10

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ЛАЙНЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ „АНГАРА-5“

Г.С. Волков, С.А. Комаров,
В.П. Софрыгина, В.Я. Царфин

Эксперименты по схлопыванию лайнеров мегаамперными токами мощных электрических генераторов проводились на различных установках (PYTHON, BLACK - JACK - 4 [1]; PROTO-2 в США и СНОП-1, 2; Модуль А-5-01 в СССР и др.). В момент схлопывания на оси лайнера образуется высокотемпературная плотная плазма, которая является интенсивным источником мягкого рентгеновского (МР) и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения [1-3]. Для его эффективного использования в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу необходимо знать спектрально-временные характеристики излучения в широком спектральном интервале от 10 эВ до десятков кэВ. Задача измерения спектра излучения успешно решена применительно к лазерной плазме с использованием в качестве детекторов, как правило, вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) с различными фильтрами [5]. При этом спектр излучения восстанавливался решением обратной задачи [5, 6].

Однако измерение спектра излучения в указанном спектральном интервале для лайнерной плазмы является достаточно сложной проблемой и реализовано только в небольшом числе работ, например в [4], где, однако, не приведены временные зависимости спектра МРИ и отсутствует описание методики измерения.

В данной работе приведены результаты измерения спектра излучения алюминиевой лайнерной плазмы в экспериментах на восьмимодульном импульсном генераторе „Ангара-5“. Как и в работе [4], для исследования спектра излучения использовались многоканальные ВРД с алюминиевыми фотокатодами и рентгеновский спект-

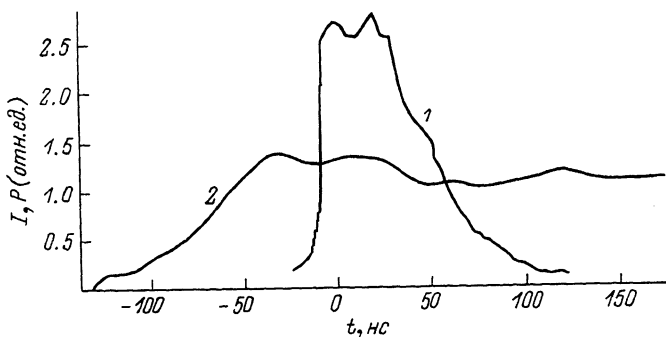


Рис. 1. Осциллограмма сигнала ВРД (1) за фильтром цаноплак 40 мкг/см^2 , синхронизованного с током (2) через лайнер. Масса лайнера 178 мкг/см , $H=3 \text{ см}$, начальный диаметр лайнера 15 мм , $n=8$.

рограф с выпуклым кристаллом (слюда $2d \approx 20 \text{ \AA}$). Объектом исследования была плазма, образованная при схлопывании многопроволочного ($n=6 \div 8$) алюминиевого лайнера, установленного в мишенном узле установки „Ангара-5”. Начальный диаметр лайнера составлял $15-30 \text{ мм}$, высота $\approx 30 \text{ мм}$, погонная масса $100-300 \text{ мкг/см}$. По лайнеру пропускался ток амплитудой $2.5-3.0 \text{ МА}$ с длительностью фронта $80-100 \text{ нс}$. Регистрация МРИ проводилась в направлении, перпендикулярном оси лайнера. Спектр измерялся в интервале от 10 эВ до 5 кэВ с помощью ВРД; в интервале $0.8 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 6 \text{ кэВ}$ кристаллическим спектрографом с регистрацией спектра на фотопленку. Временное разрешение ВРД было не более 1 нс .

Для оценки мощности и спектра МРИ была проведена серия экспериментов, в которых одновременно регистрировались сигналы с 5-ти ВРД, закрытых различными фильтрами: открытый без фильтра, цаноплак 40 мкг/см^2 , лавсан 3 мкм , лавсан 6 мкм , лавсан $3 \text{ мкм} + 1 \text{ мкм Al}$. На рис. 1 приведена осциллограмма сигнала с одного из указанных датчиков, синхронизованная с током через лайнер. Для того чтобы обеспечить линейный режим работы датчиков без фильтра и за фильтром (цаноплак 40 мкг/см^2), были использованы нейтральные фильтры для ослабления плотности потока излучения в $10-100$ раз без изменения его спектрального состава. Нейтральность фильтров проверялась в отдельном контрольном эксперименте. Данные по квантовой эффективности алюминиевого фотокатода брались из работы [5]. Массовая толщина фильтров определялась взвешиванием на весах ВЛР-20. Массовые коэффициенты ослабления различных веществ, входящих в состав фильтров, брались из работы [7].

Зависимость плотности тока датчика от спектральной плотности излучения $S(\mathcal{E})$ в месте расположения детектора задается интегральным уравнением Фредгольма 1 рода:

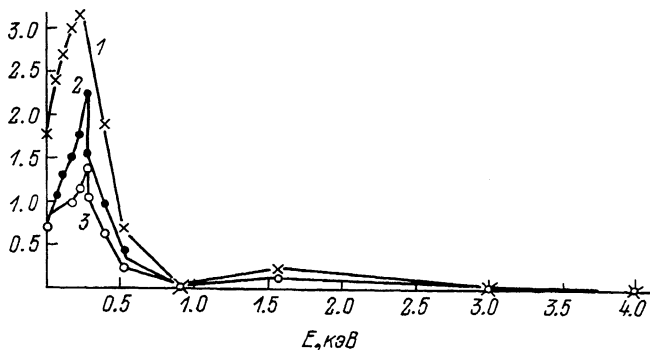


Рис. 2. Спектры излучения алюминиевой плазмы. 1 - начальное приближение, 2 - восстановленный спектр ($t_1 = 0$), 3 - восстановленный спектр ($t_2 = 40$ нс). Моменты времени t_1 и t_2 и условия эксперимента соответствуют рис. 1.

$$M(x) = \int_{E_1}^{E_2} S(E) \cdot K(x, E) dE,$$

где $K(x, E)$ - коэффициент ослабления излучения энергии E фильтром толщиной x , умноженной на спектральную чувствительность фотокатода детектора.

Задача нахождения спектральной плотности излучения по известным значениям $M(x)$ относится к классу математически некорректных задач [8, 9]. Нами для восстановления спектра излучения использовался итерационный алгоритм М.З. Тараско [10], построенный на основе формулы Байеса и выражения для полной вероятности того, что фотон испущен в данном спектральном интервале. В задачах указанного типа очень важно правильно выбрать начальное распределение. Из анализа временной зависимости отношений амплитуд сигналов за различными фильтрами следует, что "жесткость" спектра излучения возрастает от момента возникновения излучения до максимума излучения; максимальная "жесткость" соответствует максимуму сигналов. Анализ сигналов за разными фильтрами позволяет сделать вывод, что спектр излучения имеет широкий максимум в интервале энергий 100-500 эВ и существенно спадает с энергии $h\nu \sim 1$ кэВ. На спектрограммах, полученных с помощью кристаллического спектрографа, видно, что в области энергий $h\nu \geq 0.8$ кэВ преобладает линейчатое излучение $[H]$ - и $[He]$ - подобных ионов Al , сосредоточенное в интервале 1.5-2.5 кэВ. Анализ сигналов ВРД за различными фильтрами приводит к выводу, что основной вклад в сигнал датчика за фильтром 3 мкм лавсан + 1 мкм Al вносит линейчатое излучение. Отметим, что в работе [3], где исследовался полный выход излучения с $h\nu \geq 1$ кэВ для многопрово-

лочного алюминиевого лайнера в условиях, близких к нашим, выход излучения с $h\nu \geq 1$ кэВ связан с линейчатым излучением. Поэтому начальное приближение выбиралось в виде, показанном на рис. 2. Там же приведены восстановленные спектры излучения алюминиевой плазмы для времени $t_1 = 0$ нс, что соответствует максимуму излучения, а также через 40 нс после максимума ($t_2 = +40$ нс).

Интересно, что форма спектра со временем практически не изменяется, а только падает его интенсивность, что свидетельствует о квазистационарном процессе излучения. Отметим также, что полная мощность излучения достигает 1–1.5 ТВт (в предположении изотропного распределения), причем в области $h\nu \geq 1$ кэВ составляет 0.3–0.4 ТВт. Существенно, что полученные решения оказались устойчивыми к псевдослучайным возмущениям уровней сигналов до 20%. Указанными возмущениями моделировалась погрешность экспериментальных значений амплитуд сигналов.

Температура и плотность плазмы (интегрально по времени и по высоте пинча), оцененные из отношений интенсивностей близлежащих линий в спектре излучения, оказались соответственно $T_e \approx 200$ – 300 эВ и $n_e \approx 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ при диаметре пинча от 1.5 до 4 мм в зависимости от начальных условий эксперимента. Сопоставление температуры T_e и вида восстановленного спектра излучения позволяет сделать вывод о том, что излучение плазмы не является „чернотельным“, т.к. максимум спектральной плотности излучения приходится приблизительно на $E_{h\nu} \approx T_e$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.П. Смирнова за стимулирующий интерес к работе, а также А.С. Шиканова и А.А. Кологривова за помощь в составлении программы восстановления спектра.

Л и т е р а т у р а

- [1] Burkhalter P., Davis J. et al. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50(2). P. 705–711.
- [2] Srielman R.B., Hanson D.L. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57(3). P. 830–833.
- [3] Gersten M., Glark M. et al. // Phys. Rev. A. 1985. V. 33. N 1. P. 477–484.
- [4] Baker M.L., Degnan J.N., Reinovskiy R.E. Proc. of the 3-th Int. Conf. on Meg. Magn. Field and Related Topics, Novosibirsk, p. 39–49.
- [5] Day R.N., Lee P. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 11. P. 6965–6973.
- [6] Кологривов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Препринт ФИАН, М., 1981. № 142. С. 1–43.
- [7] Viegele J.Wm. // Atomic data. 1973. V. 5. N 1. P. 51–111.
- [8] Верлань А.Ф., Сазиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986, с. 223–235.

- [9] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974, с. 12-19.
- [10] Тараскин М.З., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов Е.В. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат, в. 11, 1970, с. 125-133.

Поступило в Редакцию
7 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 3 12 февраля 1989 г.
05; 06.2; 11

О ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕМЕНТАРНОГО ТЕЛЛУРА В ОКСИДАХ $Pb_{1-x}Sn_xTe$

Ю.А. Алешенко, Н.Н. Берченко,
А.И. Винникова, Л.К. Водопьянов,
А.В. Матвеевко, Ю.В. Медведев,
Е.А. Третьякова

Важным фактором, определяющим параметры и стабильность приборов на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$ при использовании в качестве диэлектрика собственных оксидов, является то, что непосредственно в процессе окисления [1] и особенно при последующих термообработках [2] на границе раздела происходит выделение металлоидов U группы. Для соединений $A^{III}B^{V}$ диаграмма сосуществующих фаз также предсказывает выделение при окислении элементарного халькогена [3], однако экспериментально это не подтверждено.

Целью настоящей работы является исследование методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) условий появления элементарного теллура в структурах оксид - $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x=0; 0.2$). Этот метод был успешно использован для обнаружения элементарных мышьяка и сурьмы на границе раздела оксид - $A^{III}B^{V}$. На поверхности $CdTe$ и $Cd_xHg_{1-x}Te$ КР позволяет выявлять слой элементарного теллура толщиной ~ 1 нм [4, 5].

Спектры КР возбуждались излучением Ar^+ лазера ($\lambda=0.488$ мкм) в геометрии на отражение. Неупругорассеянное излучение анализировалось двойным решеточным монохроматором ДФС-24 и регистрировалось ФЭУ-79 в режиме счета фотонов. Следует учесть, что $Pb_{1-x}Sn_xTe$ имеет кубическую структуру с центром инверсии типа $NaCl$, поэтому его оптические колебательные моды неактивны в КР первого порядка, т.е. вклад в общий спектр КР дает только оксидный слой и граница раздела его с полупроводником.

Исследовались структуры, полученные анодным [6] и химическим [7] окислением поверхности $Pb_{1-x}Sn_xTe$. В качестве исходной использовалась поверхность эпитаксиальных слоев, выращенных вакуумным испарением на подложках BaF_2 (Ш) и химически травленая поверхность (100) объемных монокристаллов.