

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

А. А. Вехов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов

С помощью разработанного фотоэмиссионно-сцинтилляционного анализатора исследовано излучение сильноточных импульсных разрядов в Li и In в области энергии квантов $10 \div 100 \text{ эв}$. В измеренных спектрах наблюдаются максимумы, связанные с рекомбинацией ионов Li III и In II, In III и In IV.

В ряде задач, связанных с исследованием плотной излучающей разрядной плазмы большой интерес представляют измерения распределения излучения вплоть до энергии квантов $h\nu \sim 100 \text{ эв}$. Использование дифракционных спектрометров в измерениях такого рода затруднено как из-за их малой эффективности (минимальное полное число регистрируемых квантов $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$ при съемке на пленку [1]), так и из-за загрязнения решетки продуктами разряда. В данной работе измерено распределение излучения сильноточных импульсных разрядов в парах Li и In в области энергии квантов $10 \div 100 \text{ эв}$. Параметры этих разрядов ($I_{\text{max}} = 220 \text{ ка}$, $\tau_{1/2} = 70 \text{ мксек}$, $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ вводимая энергия $E = 50 \text{ дж} \cdot \text{см}^{-3}$) приведены в [2].

Использованный метод основан на измерении и анализе интегрального спектра фотоэлектронов $I = I_0 \int f(h\nu, \theta, \epsilon) d\theta d\epsilon$, выбиваемых из фотокатода прямым излучением плазмы. Для этого с помощью плоского сеточного анализатора из полного потока фотоэлектронов I_0 к детектору пропускались электроны с энергией $\epsilon > eU_R$, где U_R — задерживающий потенциал сетки. Поток, прошедших сетку электронов, ускорялся до 15 кВ и регистрировался системой сцинтилятор-светопровод-ФЭУ (детектор Линка [3]). Сигнал ФЭУ осциллографировался. Временное разрешение выбрано $\Delta t = 1 \text{ мксек}$, эффективность прибора $10^{11} \text{ квантов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Подробное описание анализатора дано в [4].

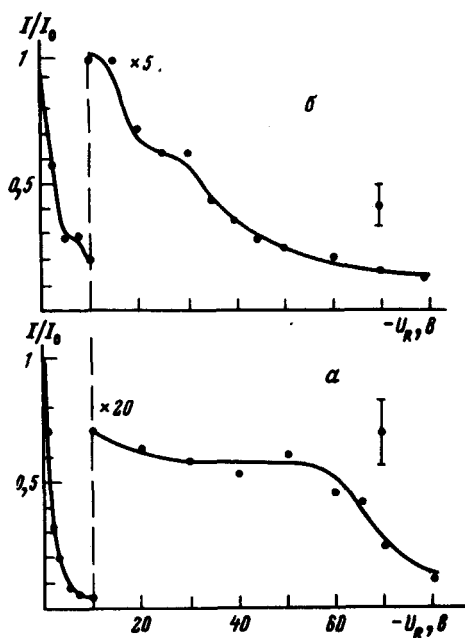


Рис. 1. Изменение потока фотоэлектронов в зависимости от задерживающего потенциала анализатора $I/I_0 = f(U_R)$ для излучения: а) плазмы Li, б) плазмы In. Ошибки среднеквадратичные

Результаты эксперимента $I/I_0 = f(U_R)$ приведены на рис. 1. При их обработке использованы имеющиеся данные по энергетическому и угловому распределению фотоэлектронов. Последнее, как следует из [5], для постоянного угла падения квантов не зависит от энергии кванта вплоть до энергии порядка нескольких кэВ . Энергетическое распределение фотоэлектронов обычно содержит два размытых максимума [5, 6]. Первый находится в области $0 - 5 \text{ эВ}$ и образован электронами, покидающими фотокатод после многократного рассеяния. Второй максимум расположен у эйнштейновской границы и обусловлен поверхностным фотоэффектом. Возможность разрешения анализатором отдельных стоящих линий ограничивается контрастностью второго максимума. В нашем случае роль обоих максимумов определена по измерениям литиевой плазмой. Излучение плазмы Li в области энергии квантов $20 - 100 \text{ эВ}$ может быть обусловлено рекомбинацией Li III ($h\nu \geq 75 \text{ эВ}$) и излучением в резонансных линиях Li II* ($h\nu \sim 60 \text{ эВ}$), на что указывают численные расчеты в работе [7], а в [8] обнаружен спад оптической плотности с увеличением энергии квантов от 3 до 10 эВ , который должен привести почти к полному отсутствию излучения в области $20 - 60 \text{ эВ}$. Поэтому при достаточно хорошей контрастности второго

максимума излучение с $h\nu = 60 \text{ эв}$ и с $h\nu \geq 75 \text{ эв}$ проявятся в электронном спектре. Это предположение подтверждается в эксперименте, на рис. 1, а имеется горизонтальный участок I/I_0 для U_R от 20 до 60 эв. Ширина второго максимума фотоэлектронов определена на участке спектра 70 – 50 эв, где наблюдается плавный подъем от точки перегиба, соответствующей пику рекомбинации LiIII на горизонтальную прямую. Эта ширина не превышает 10 эв и поэтому шага $\Delta U_R = 5 \text{ эв}$ было достаточно для регистрации рекомбинационных континуумов Li и In.

Длительность импульса излучения в дальнем ультрафиолете была $\sim 20 \text{ мксек}$, а его максимум соответствовал по времени максимуму вводимой в разряд мощности.

Переход от электронного к фотонному спектру осуществлен численным дифференцированием с поправкой на работу выхода 5 эв и квантовый выход для золота, взятый из [9, 10]; при этом доля поверхностного фотоэффекта принималась постоянной по всей измеряемой области. Полученные спектры приведены на рис. 2.

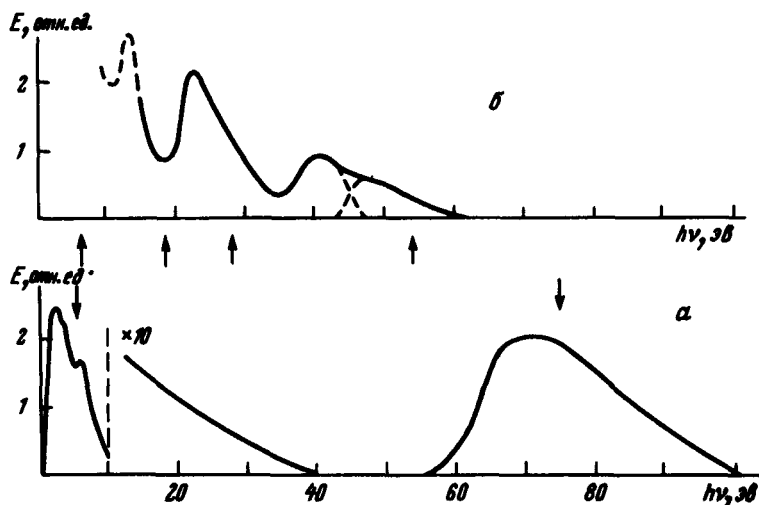


Рис. 2. Спектр излучения: а) плазмы Li, б) плазмы In. Стрелками указаны потенциалы ионизации

Заканчивая описание эксперимента, отметим простоту и высокую чувствительность метода (по крайней мере на два порядка выше, чем у дифракционных спектрографов при фотоэлектрической регистрации квантов).

Характер измеренного спектра, амплитуда максимумов и их форма соответствуют рекомбинационному континууму, рассчитанному в предположении водородоподобных сечений ионов Li и In. По оценкам интенсивности S излучения для индиевой плазмы относятся $S(\text{In II}) : S(\text{In III}) : S(\text{In IV}) = 2 : 1 : 1,2$; что качественно согласуется с измеренными 1,3 : 1 : 0,4. Смещение пиков рекомбинации влево от стрелок на $\sim 5 \text{ эв}$ обусловлено шириной второго максимума фотоэлек-

тронов. Размытие рекомбинационного пика In IV , возможно, вызвано резонансной линией с $h\nu = 35 \text{ эв}$. Для плазмы Li интенсивность группы линий Li II^* с $h\nu \approx 60 \text{ эв}$, по оценкам мала и поэтому незаметна на фоне рекомбинации. Спектр в области $0 - 10 \text{ эв}$ взят из [8], что дает возможность определить энергию рекомбинационного излучения Li III . Его доля равна 6% от полной энергии излучения 17 кдж и соответствует $T_e = 5 \text{ эв}$ в центральной области разряда [11]. Таким образом, плазма с $N \approx 10^{17} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 2 \div 10 \text{ эв}$ в области далекого ультрафиолета излучает главным образом в интервалах энергии, обусловленных рекомбинацией электронов на основные состояния двух, трех и более кратных ионов. Такая плазма может служить мощным источником в далеком ультрафиолете, причем вследствие селективного спектра излучения необходимая вводимая энергия примерно в 100 раз меньше, чем в случае черного тела. Интенсивность исследованного источника $\sim 10^{22} \text{ квантов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ значительно превосходит известные (T -трубки, разряд Пеннинга и др. [1]).

В заключение авторы выражают благодарность за помощь в эксперименте В.Г.Бакаеву, Е.П.Глотову и В.Н.Махову.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 апреля 1973 г.

Литература

- [1] Методы исследования плазмы, под редакцией В. Лохте-Хольтгревена. М., изд. Мир, 1971 г.
- [2] А.Д.Клементов и др. ТВТ, 8, №4, 1970.
- [3] R. Lincke, T. P. Wilkerson. Rev. Sci. Instr., 33, 911, 1962.
- [4] А.А.Вехов, Ф.А.Николаев, В.Б.Розанов. Препринт ФИАН, 1973 г. (в печати).
- [5] Л.Г.Елисеенко, В.И.Шемелев, М.А.Румш. ЖЭТФ, 52, 329, 1967.
- [6] А.Н.Добрецов, М.В.Гомоюнова. Эмиссионная электроника, М., изд. Наука, 1966.
- [7] В.Я.Гольдин и др. Труды ИПМ, Препринт №36, 1971.
- [8] А.Д.Клементов, Ф.А.Николаев, В.Б.Розанов. Труды X Междунар. конф. по явлениям в ионизационных газах. Лондон, 1971, стр. 436
- [9] Е.П.Савинов, А.П.Лукирский. Оптика и спектроскопия, 2, 303, 1967.
- [10] N. Wainfan, et all. J. Appl. Phys., 26, 1366, 1955.
- [11] А.А.Вехов, Ф.А.Николаев, В.Б.Розанов. ТВТ, 10, №4, 1972.