

## **Влияние электронной структуры атомов мишени на континуум излучения лазерной плазмы**

**Н.Е.Каск, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров**

*Экспериментально исследована низкотемпературная лазерная плазма вблизи поверхности металлических мишеней. Обнаружено подобие непрерывных спектров излучения из области лазерного факела для мишеней, состоящих из элементов одной подгруппы Периодической системы Д.И.Менделеева. Подобие проявляется как в зависимости интенсивности излучения от внешнего давления, так и в структуре полос поглощения, природа которых обусловлена существованием в периферийных областях факела мелкодисперсной фазы.*

*Ключевые слова:* лазерный факел, кластерная плазма, оптические спектры.

### **1. Введение**

Впервые на связь характеристик плазмы оптического пробоя (лазерной плазмы) с электронной структурой атомов мишени было указано в работе [1], где изучалось изменение режима выброса плазмы при превышении некоторой пороговой плотности потока и были обнаружены закономерности изменения этого порога для металлов, последовательно расположенных в Периодической системе Д.И.Менделеева. В [1] использовалось излучение CO<sub>2</sub>-лазера с интенсивностью 10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>, а возникающая электрон-ионная плазма имела достаточно высокую температуру (~10<sup>5</sup> К).

Открытым остается вопрос о влиянии электронной структуры атомов мишени на характеристики низкотемпературной лазерной плазмы, в которой заметную роль начинают играть мелкодисперсные частицы, включая молекулярные ассоциаты и газоподобные кластеры [2]. Известно, что от электронной структуры зависят многие характеристики как микроскопических структур, так и макрообъектов. Например, атомный радиус, потенциал ионизации, температура плавления, скрытая теплота парообразования, электропроводность, работа выхода и другие параметры металлов зависят от номера группы Периодической системы, слабо изменяясь внутри нее, и испытывают заметный сдвиг при переходе от одной группы к другой.

В низкотемпературной лазерной плазме вклад в излучение со сплошным спектром наночастиц конденсата (кластеров) часто оказывается преобладающим [3, 4]. Свечение кластеров хорошо аппроксимируется спектром черного тела с эффективной температурой, заметно большей, чем у ламп накаливания [3], но меньшей температуры кипения материала мишени. Вместе с тем поглощение и излучение отдельного кластера имеют резо-

нансный характер. Коллективные электронные колебания, известные как поверхностные плазмоны, возбуждаются в кластере под действием коротковолнового излучения. Для сферических частиц резонанс имеет место при  $\omega_s = \omega_p / \sqrt{3} > 3$  эВ (где  $\omega_p$  – плазменная частота макроскопического объема металла [5]), и следовало бы ожидать проявления резонансных эффектов на фоне континуума излучения кластерной плазмы. Плазменная частота, естественно, зависит от электронной структуры металла. На резонансные частоты поверхностных плазмонов оказывают влияние также диэлектрические свойства окружающей среды [5, 6], форма частиц [5, 7] и степени их агрегации [8]. Например, если кластер имеет форму вытянутого эллипсоида, то резонансная частота сдвигается в красную сторону [9]. Заметим, однако, что форма резонансного пика может искажаться межзонными переходами [5].

Эффективность взаимодействия кластера с излучением возрастает, когда он входит в состав фрактальной структуры [10]. Фрактальный кластер, находясь в электромагнитном поле, может существенно увеличить напряженность этого поля вблизи вершин своей разветвленной структуры [11]. Благодаря обширной внутренней поверхности фрактального агрегата термоэлектронная эмиссия, происходящая по модели Ричардсона [12], ведет к повышению плотности плазменных электронов в объеме, занимаемом фракталом. Вклад ричардсоновских электронов в интенсивность сплошного спектра будет зависеть от электронной структуры атомов мишени через работу выхода. Отметим, что вблизи вершин разветвленной структуры фрактального кластера напряженность электромагнитного поля существенно увеличивается и в результате ударной ионизации возрастает локальная плотность плазмы. К повышению концентрации электронов в области, занятой фракталом, ведет также и автоэлектронная эмиссия с вершин ветвей в соответствии с моделью Нордгейма – Фаулера [13].

В работе [14] установлено, что при испарении металлов лазерным излучением номер группы Периодической системы определяет плотность пара, при которой из компактных нанокластеров наиболее эффективно образуются фрактальные агрегаты. С ростом плотности паров

**Н.Е.Каск, С.В.Мичурин, Г.М.Федоров.** НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобелевца МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nek@srd.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 31 октября 2003 г., после доработки – 20 февраля 2004 г.

(например, в результате увеличения внешнего давления) фрактальные агрегаты объединяются во фрактальную оболочку [15], которая, ограничивая разлет паров, увеличивает поглощающую способность и эффективную яркостную температуру плазмы. Таким образом, электронное строение атомов мишени помимо банальной дискретной структуры спектра определяет также и другие оптические характеристики лазерной плазмы.

С ростом плотности взаимодействие между микрочастицами конденсата в лазерной плазме усиливается настолько, что реализуется переход от газовой плазмы к плазменной капле. При этом меняются форма и размеры факела. Все это пока экспериментально наблюдалось лишь для плазмы, возникающей под действием миллисекундных импульсов, для которых реализуется квазистационарный режим испарения, но подобные явления должны иметь место при абляции мишеней и более короткими лазерными импульсами, т. к. чем больше интенсивность воздействия, тем большую плотность имеет плазма. Исследования в наносекундном диапазоне длительностей осложняются процессами деградации плазмы и требованиями высокого временного разрешения регистрирующей аппаратуры. Мы рассчитываем на то, что спектральные особенности в континууме излучения, обнаруженные в настоящей работе, откроют альтернативный путь решения этой задачи.

## 2. Экспериментальная установка и методики

Для облучения использовался импульсный твердотельный лазер на стекле с неодимом [16]. Импульс неполяризованного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм, энергией  $W \sim 100$  Дж и длительностью на полувысоте  $\tau \approx 10$  мс имел колоколообразную форму. Квазипрерывный режим излучения обеспечивался вырождением поперечных мод в концентрическом резонаторе задающего генератора [17, 18].

На рис.1 представлена схема экспериментальной установки, позволяющей проводить исследование спектров свечения лазерного факела в широком диапазоне давлений (от 0.001 до 100 атм). Мишень, испаряемая лазерным излучением, помещалась в герметичную камеру – стальной полый цилиндр с кварцевыми окнами и внутренней полостью, диаметр и длина которой составляли

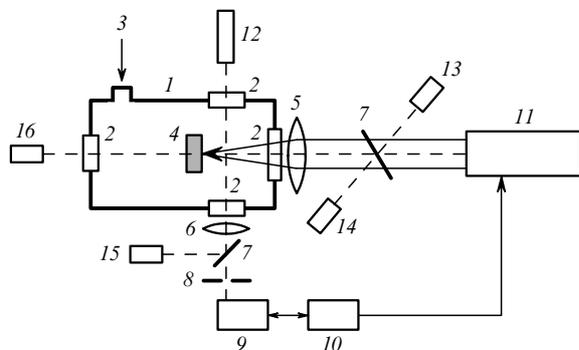


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – камера; 2 – кварцевые окна; 3 – напуск буферного газа; 4 – образец; 5 – фокусирующая линза; 6 – собирающая линза; 7 – отклоняющие пластины; 8 – диафрагма; 9 – спектрограф с ПЗС-линейкой; 10 – ЭВМ; 11 – Nd-лазер; 12 – He-Ne-лазер; 13, 16 – ФЭУ с фильтрами на  $\lambda = 1.06$  мкм; 14 – ФЭУ с фильтром на  $\lambda = 0.49$  мкм; 15 – ФЭУ с фильтром на  $\lambda = 0.63$  мкм.

25 и 150 мм соответственно. В качестве буферного газа, задающего внешнее давление, использовались инертные газы He, Ar, Kr с чистотой 99.99 %.

Мишенями служили поликристаллические образцы металлов с чистотой 99.9 % и выше, облучаемая поверхность которых подвергалась простой шлифовке. Контрольные эксперименты с повторным облучением поверхности позволили сделать вывод о том, что в нашем диапазоне длительностей и интенсивностей воздействия качество обработки поверхности не играет существенной роли.

Лазерное излучение, распространяющееся вдоль оси экспериментальной камеры, фокусировалось сферической линзой с фокусным расстоянием  $F_1 = 300$  мм на поверхность мишени в пятно диаметром  $d \approx 2$  мм. Изучался спектральный состав излучения из области факела, расположенной на расстоянии примерно 3 мм от поверхности. Чтобы исключить засветку от нагретой поверхности, свечение плазменной области собиралось сферической кварцевой линзой ( $F_2 = 50$  мм) в направлении, перпендикулярном оси греющего лазерного излучения. Собранный свет направлялся через диафрагму, определяющую уровень входного сигнала, на щель спектрографа с дифракционной решеткой 600 штр./мм.

Спектры изучались в диапазоне длин волн  $0.35 < \lambda < 1.1$  мкм со спектральной разрешающей способностью 3900 на  $\lambda = 0.589$  мкм. За время действия лазерного импульса с помощью ПЗС-линейки (4000 пикселей) осуществлялась двухкадровая регистрация свечения лазерного факела в спектральном интервале шириной 2000 Å. Время обработки одного кадра составляет около 3 мс. Во избежание наложения дифракционных порядков перед щелью спектрографа устанавливался цветной светофильтр ОС-13. Эффективные (яркостная и цветовая) температуры плазмы определялись из соотношения интенсивностей свечения факела и эталонного источника яркости – вольфрамовой ленточной лампы СИ8-200У, свечение которой при заданном токе соответствует излучению черного тела с температурой 2400 К. Чтобы исключить влияние геометрического фактора, эталонная лампа при калибровочных измерениях располагалась на месте исследуемого факела.

Отметим, что поглощающая способность плазмы оценивалась исходя из величины ослабления как греющего излучения неодимового лазера, так и излучения He-Ne-лазера, просвечивающего факел в поперечном направлении.

## 3. Спектры свечения лазерной плазмы у поверхности металлов

На рис.2–6 приведены экспериментальные спектры свечения плазмы, возникающей у поверхности различных металлов под действием лазерного излучения с интенсивностью  $6 \times 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Представлены результаты измерений, выполненных для диапазона длин волн  $0.42 < \lambda < 1.05$  мкм и двух режимов горения разряда – эрозионного факела и связанной плазмы. На рис.2–4 приведены спектры для металлов, находящихся соответственно в I, III и IV группах Периодической системы элементов (как главной, так и побочной подгрупп), на рис.5 – для металлов VI и VII групп (главные подгруппы), а на рис.6 – для металлов переходных групп железа и редких земель.

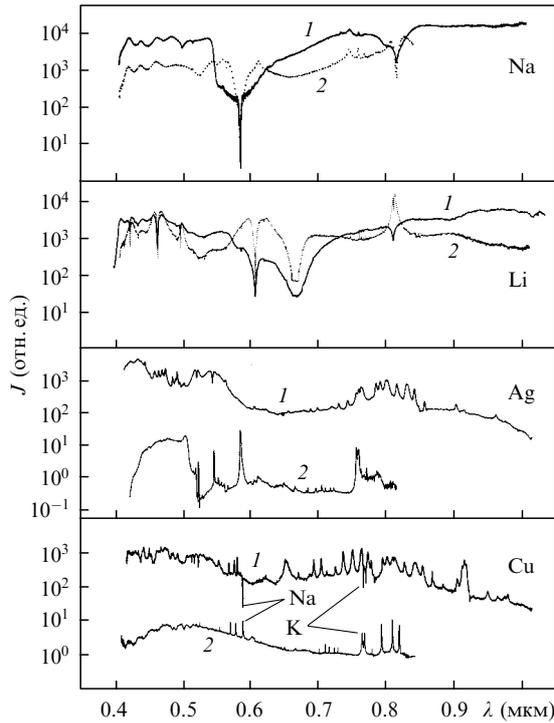


Рис.2. Оптические спектры свечения при давлении аргона 30 (1) и 1 атм (2) для Na, Li, Ag и Cu.

При лазерном испарении любого из изученных металлов сплошной спектр оказывается доминирующим, если реализуется режим связанной плазмы. В большинстве случаев для этого требуются достаточно высокие давления (более 30 атм). Атомарный спектр соответствующего элемента проявляется на фоне сплошного спектра в виде уширенных самообращенных линий как результат атомарного поглощения в охлажденных перифе-

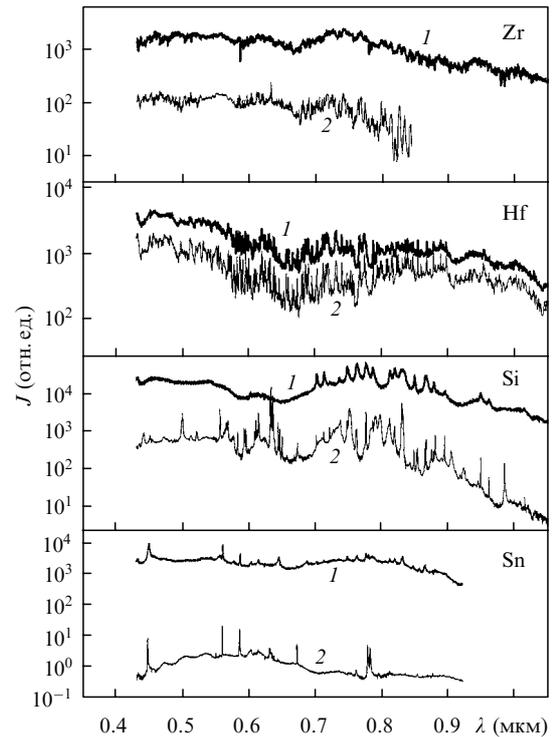


Рис.4. То же, что и на рис.2, для Zr, Hf, Si и Sn.

рийных областях факела. С переходом к режиму эрозивного факела интенсивность континуума заметно (на два-три порядка) уменьшается, и в спектре свечения проявляются линии излучения, соответствующие переходам атомарного спектра.

Отметим следующие характерные особенности спектров свечения плазмы:

1. Отсутствуют дискретные линии, принадлежащие

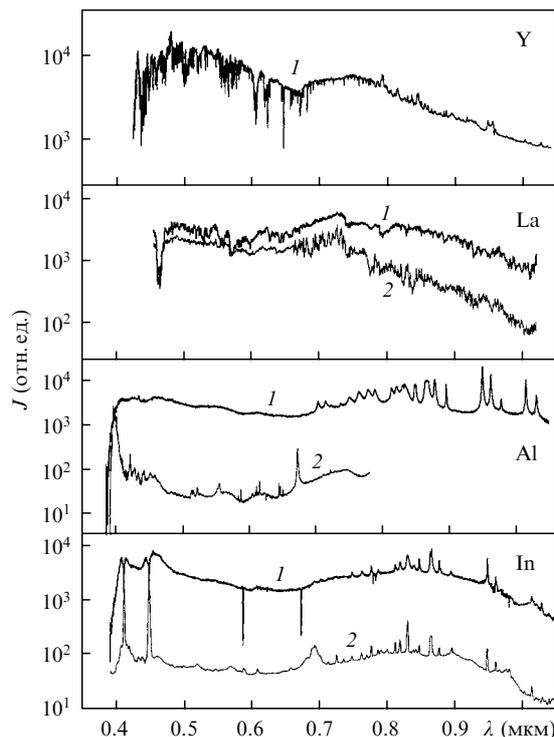


Рис.3. То же, что и на рис.2, для Y, La, Al и In.

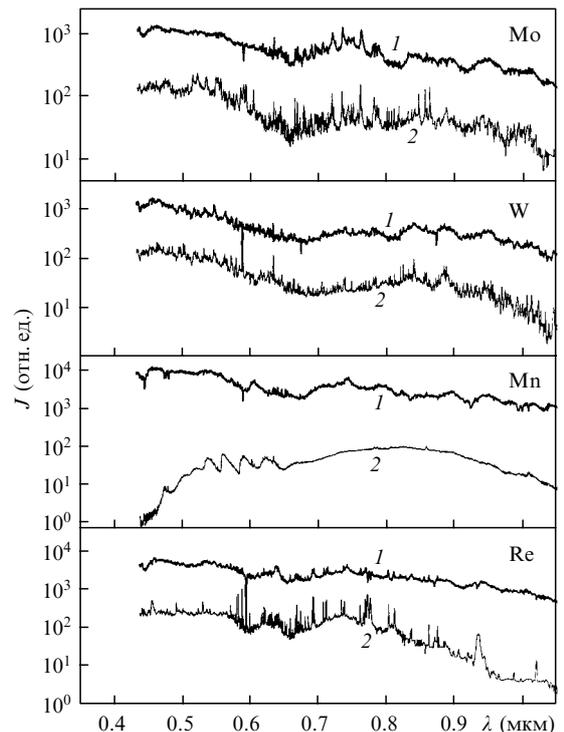


Рис.5. То же, что и на рис.2, для Mo, W, Mn и Re.

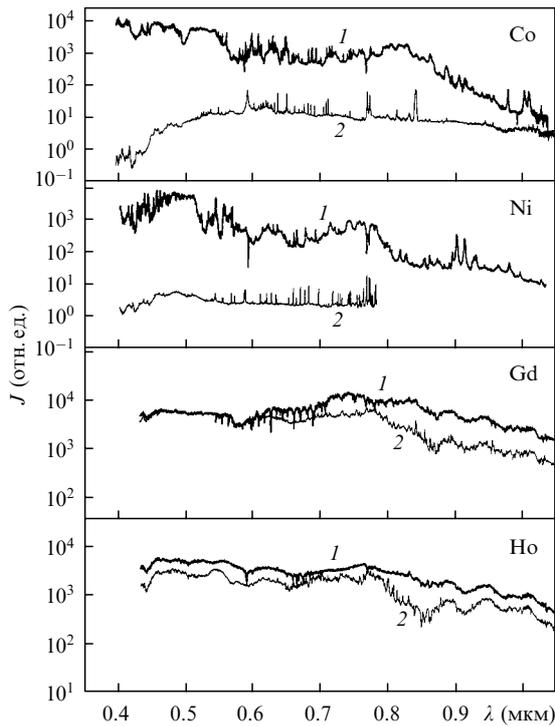


Рис.6. То же, что и на рис.2, для Co, Ni, Gd и Ho.

ионам и молекулярным соединениям испаренного вещества (димерам, тримерам и т. п., за исключением углерода, для которого отчетливо наблюдаются полосы Свана). Это свидетельствует о том, что плотность указанных частиц в зоне облучения и, в частности, в связанной плазме весьма мала. Отметим, что при значительно больших интенсивностях лазерного излучения (не менее  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) дискретные линии ионов уверенно регистрируются [19].

2. В режиме связанной плазмы для всех исследованных элементов, у которых внешней оболочку образуют *s*- и *p*-электроны, над уровнем сплошного континуума в диапазоне длин волн  $0.7 < \lambda < 0.9$  мкм наблюдается линейчатый спектр излучения атомов буферного газа (аргона или криптона). Этот спектр отчетливо регистрируется в относительно узком диапазоне давлений, границы которого зависят от материала мишени. Результаты, представленные на рис.2–5, получены при давлении 30 атм, которое не всегда соответствует требуемому диапазону. Поэтому спектр буферного газа при облучении металлов Na, Li, Ca, In, Sn и Bi не столь отчетливо виден, как, например, при облучении Mg, Al, Ag, Cu, Si и Sb. Для элементов, у которых внешней оболочку образуют *d*- и *f*-электроны, этот спектр отсутствует при любом внешнем давлении.

3. Для элементов с *d*- и *f*-электронами во внешней оболочке характерным является присутствие большого числа узких линий, принадлежащих атомарному спектру. Как правило, наблюдаются линии излучения для элементов с *d*-электронами и линии поглощения для элементов с *f*-электронами. Поскольку число уровней для *d*- и *f*-электронов в диапазоне энергий, меньших 5 эВ, сравнительно велико [20], то неупругие потери начинают играть более важную роль в энергетическом балансе. В результате свободные электроны в лазерном поле не могут набрать энергии ( $\sim 13$  эВ), необходимой для возбужде-

ния верхних уровней атомов буферного газа. Следовательно, ситуация здесь во многом аналогична той, которая имеет место при пробое молекулярных газов [21, 22]. Если в лазерной плазме присутствует молекулярная составляющая, что в нашем эксперименте реализуется, например, при облучении оксидов и фторидов металлов, то независимо от того, какие электроны образуют внешнюю оболочку металла, дискретный спектр буферного газа не наблюдается. Таким образом, в исследуемом диапазоне световых потоков заселение верхних уровней (как атомов металла, так и атомов буферного газа) реализуется не в процессе электрон-ионной рекомбинации, а по мере увеличения газовой температуры, аналогично тому, как это происходит в электрической дуге.

4. Континуум в оптическом спектре лазерного факела в значительной степени определяется электронной конфигурацией внешней оболочки атомов мишени. Наблюдается подобие сплошных спектров, принадлежащих какой-либо подгруппе Периодической системы. Напротив, сопоставление спектров, полученных при испарении металлов, входящих в состав разных подгрупп (пусть даже и одной группы), обнаруживает существенные различия. В частности, для разных групп (подгрупп) значительно изменяется соотношение интенсивностей континуума при переходе от нормального давления к давлению 30 атм. Например, для щелочных металлов интенсивность континуума практически не меняется, тогда как для элементов побочной подгруппы (Ag, Cu) она увеличивается более чем на два порядка (см. рис.2).

5. В спектрах помимо специфики, свойственной каждой подгруппе элементов, есть и общие, достаточно хорошо выраженные черты. На спектральных зависимостях, соответствующих режиму связанной плазмы, в диапазоне длин волн 0.6–0.8 мкм наблюдается провал, который наиболее ярко выражен в спектре Na. Глубина провала, асимметричный профиль которого показан на рис.2, определяется не только плотностью паров, но и длительностью воздействия лазерного излучения. Очевидно, что полоса возникает в результате накопления в периферийных слоях факела мелкодисперсной фазы, возможно компактных нанокластеров [15].

6. Для измеренных спектров характерной чертой является также завал сплошного континуума в ИК области. Перепад интенсивности, совершенно не выраженный в спектрах плазмы у поверхности щелочных металлов, для других элементов может достигать нескольких порядков. Максимальный перепад наблюдается для металлов группы железа, у которых интенсивность континуума в ИК области на два-три порядка меньше, чем в синей области (рис.6, *a* и *b*). Так же как и широкую асимметричную полосу поглощения, наблюдаемую в парах натрия, завал в ИК области естественно связать с поглощением излучения в холодных слоях лазерного факела, где накапливаются наночастицы.

Отметим, что в большинстве экспериментов в спектрах лазерной плазмы наблюдаемые дублетные линии соответствуют резонансным переходам  $3S - 3P$  в системе атомарных уровней следующих щелочных металлов: Na ( $\lambda \sim 0.589$  мкм), Li ( $\sim 0.671$  мкм) и K ( $\sim 0.766$  мкм). В режиме связанной плазмы наблюдаются линии поглощения, а в режиме эрозионного факела – излучения. При этом ширина линий не зависит от режима и внешнего давления.

#### 4. Эффективные температуры свечения лазерной плазмы

Результаты экспериментального исследования эффективных температур свечения плазмы в случае лазерного испарения металлов соответственно при нормальном давлении аргона  $p = 1$  атм и давлении  $p = 30$  атм, при котором имеет место режим связанной плазмы (исключение сделано для Zn и Cd, у которых смена режимов происходит при  $p \approx 40$  атм), приведены на рис.7 и 8. Эффективная цветовая температура плазмы рассчитывалась из частотной зависимости интенсивности излучения в коротковолновой области спектра. Интенсивность излучения черного тела с температурой 6000 К мало изменяется во всем видимом диапазоне длин волн и на рис.2–6 составляет приблизительно  $6 \times 10^3$ .

На рис.7 и 8 показана цветовая температура для исследованных металлов в зависимости от номера подгруппы Периодической системы, т.е. использована так называемая длинная форма системы, в которой всем элементам, имеющим одинаковую структуру внешней электронной оболочки, отводится отдельная группа [23]. Результаты, приведенные на рис.7 свидетельствуют о том, что зависимость от номера подгруппы, свойственная температурам кипения химических элементов, проявляется и для цветовой температуры лазерной плазмы, возникающей у поверхности металлов при внешнем давлении 1 атм.

В режиме эрозионного факела оптическая толщина плазменного слоя сравнительно мала на частоте греющего лазерного излучения, и следует ожидать, что температура плазмы  $T$  не будет сильно отличаться от температуры кипения металла  $T_b$ . Естественное предположение, что неравенство  $T(p = 1 \text{ атм}) < T_b$ , наблюдаемое для тугоплавких металлов (Hf, Zr, Mo, W и Re), является следствием того, что поглощающая способность плазменного слоя меньше единицы. Поглощательная способность, оцененная из прозрачности эрозионного факела, находится в диапазоне  $0.1 < \alpha < 0.3$  и удовлетворительно согласуется с этим предположением. Для большинства изученных металлов  $T(p = 1 \text{ атм}) \geq T_b$ , и очевидно, что температура лазерной плазмы у их поверхности лишь незначительно превышает температуру самой поверхности. Для тех элементов, у которых эффективная

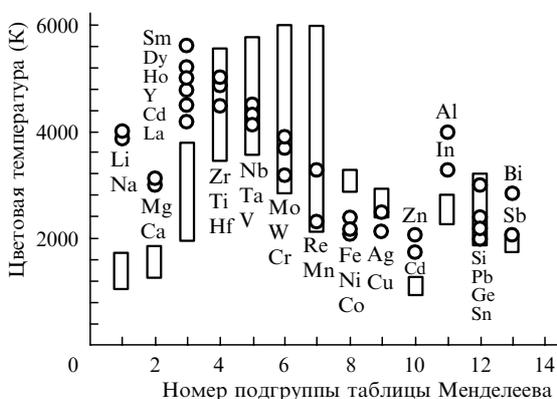


Рис.7. Цветовая температура свечения лазерного факела для металлов из различных подгрупп таблицы Менделеева при давлении аргона  $p = 1$  атм. Светлые вертикальные прямоугольники задают диапазон табличных значений температур кипения для исследованных металлов.

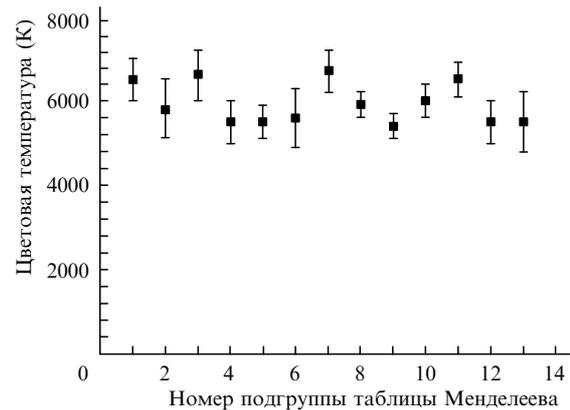


Рис.8. Зависимость цветовой температуры от номера подгруппы таблицы Менделеева при давлении аргона  $p = 30$  атм (для Zn и Cd (10 подгруппа)  $p = 50$  атм). Вертикальные отрезки соответствуют диапазону экспериментальных значений температуры для различных элементов данной подгруппы. Относительная погрешность измерения температуры не превышала 10 %.

температура заметно (более чем в два раза) превышает температуру кипения, скорее всего, режим эрозионного факела сменяется режимом связанной плазмы уже при давлениях, меньших нормального. Такая ситуация наблюдается для элементов, входящих в состав I–III групп Периодической таблицы (главные подгруппы).

В режиме связанной плазмы поглощение свечения в охлажденных слоях отчетливо проявляется в виде как обращенных линий атомарного спектра, так и широких полос. Последние можно приписать или отдельным компактным кластерам испаряемого соединения (элемента) или их агрегатам. Интенсивность свечения, если пренебречь этими провалами, хорошо аппроксимируется интенсивностью излучения черного тела с эффективной цветовой температурой, представленной на рис.8. Отметим тот факт, что в режиме связанной плазмы цветовая температура близка к 6000 К и меняется незначительно при переходе от одного элемента к другому. При столь высокой температуре все исследованные материалы находятся в газовой фазе.

Обычно предполагается (и такая ситуация с очевидностью реализуется в электрон-ионной плазме, которая возникает при достаточно больших плотностях светового потока ( $q > 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>)), что поглощение лазерной энергии плазмой факела и интенсивность ее континуума определяются свободными электронами в плазме. Если свободно-связанные переходы приводят к излучению с планковским спектром, то свободно-связанные переходы формируют над уровнем этого спектра характерную ступенчатую структуру. Особенности таких спектров рассчитаны в работе [24] для свободных электронов в плазме цезия с температурой, близкой к той, которая реализуется в наших экспериментах для режима связанной плазмы. У экспериментальных зависимостей, приведенных на рис.2–6, аналогичные особенности отсутствуют. Так, например, в коротковолновой области спектров лазерной плазмы у поверхности щелочных металлов (рис.2) должно было бы иметь место десятикратное превышение рекомбинационного континуума над тормозным. Для Na длинноволновый край рекомбинационного континуума соответствует  $\lambda_{\text{max}} \sim 0.43$  мкм. Очевидна причина такого расхождения: в кластерной плазме лазерного факела определяющую роль в процессах поглощения и

излучения спектрального континуума играют мелкодисперсные частицы [3, 4]. Когда электронная температура близка к газовой температуре и температуре частиц, то их тепловое излучение определяет интенсивность континуума. Такая ситуация реализуется в плазме эрозионно-го факела.

Независимость от вещества мишени эффективной цветовой температуры в режиме связанной плазмы характерна и для электронной температуры при высоких интенсивностях лазерного излучения. Мы предполагаем, что увеличение интенсивности свечения при переходе к режиму связанной плазмы связано с отрывом электронной температуры от газовой. Это предположение необходимо, в частности, чтобы объяснить свечение атомов инертного газа, наблюдаемое при высоких давлениях. Известно, что если при нормальном давлении порог пробоя инертных газов излучением неодимового лазера составляет  $\sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> [21], то вблизи поверхности металлов и диэлектриков происходит его существенное (на два-три порядка) снижение [11, 25, 26]. Изучению этого эффекта посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. В частности, было установлено, что пробой возникает в отдельных локальных микрообластях [27]. Авторы работы [11] показали, что металлические усы (микроострия) с длиной 1–2 мкм и диаметром  $\sim 0.1$  мкм увеличивают на порядок напряженность поля у своих концов и, испаряясь, инициируют образование микрообластей поля с высокой плотностью частиц ( $\sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>).

Согласно экспериментам [14, 15] в периферийных областях лазерного факела накапливаются наночастицы, которые под действием диполь-дипольного взаимодействия образуют довольно длинные (порядка нескольких микрометров) нити, которые, в свою очередь, объединяются во фрактальные структуры. На концах нитей, находящихся в электромагнитном поле, напряженность поля увеличивается на несколько порядков. Таким образом, фрактальные структуры, накапливающиеся в лазерном факеле, могут обеспечить высокую напряженность поля в микрообластях, примыкающих к вершинам ветвей этих структур, и повлиять на температуру электронов, порог пробоя и характер спектра излучения. Интересно отметить, что дискретный спектр атомов буферного газа, соответствующий переходам с возбужденного уровня с энергией 13 эВ, наблюдается лишь в достаточно узком диапазоне давлений, положение границ которого зависит от материала мишени. Этот диапазон находится выше порогового давления для перехода в режим связанной плазмы и образования фрактальной оболочки [14]. При дальнейшем увеличении давления происходит свертка фрактальной структуры в результате ее плавления, что и определяет верхнюю границу указанного диапазона.

Электронная структура атомов не учитывается в первом приближении, когда рассматривается континуум излучения плазмы, содержащей мелкодисперсную конденсированную фазу, который обусловлен тормозным и рекомбинационным излучением при взаимодействии электронов с частицами [28]. В этом случае на интенсивность и спектральный диапазон излучаемого континуума существенно влияют радиус и заряд частиц. Согласно [29] интенсивность свечения лазерного факела определяют перколяционные структуры, которые предшествуют фракталам, наблюдаемым уже после деградации плазмы [14]. Перколяционные кластеры состоят из

частиц нанометрового размера  $R$  с зарядом  $Z$  порядка единицы [30]. Характерная частота ( $\omega = [Ze^2(mR^3)^{-1}]^{1/2} \sim 5 \times 10^{14}$  с<sup>-1</sup>, где  $m$  – масса электрона) в задаче об излучении, связанном с частицами, определяет границу, выше которой основной вклад в излучение дают орбитальные электроны, соударяющиеся на поверхности частицы со своим зеркальным отображением [29, 31]. Рассчитанное значение  $\omega$  удовлетворяет диапазону частот, для которого были проведены исследования. Необходимы дополнительные экспериментальные исследования для подтверждения справедливости данной модели излучения в лазерной плазме.

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что в отличие от теплового свечения кластерной плазмы континуум излучения лазерного факела определяется электронной конфигурацией внешней оболочки атомов мишени. При этом имеет место подобие оптических спектров излучения лазерного факела у поверхности мишеней, атомы которых принадлежат одной и той же подгруппе Периодической системы. Отмечается, что зависимость интенсивности континуума от внешнего давления для элементов одной подгруппы имеет один и тот же характер, что обусловлено, прежде всего, близостью пороговых давлений для перехода плазмы в связанное состояние.

Помимо дискретного спектра атомов мишени обнаружены широкие полосы поглощения, форма и положение которых в спектрах континуума зависят от номера подгруппы. Эти полосы адекватно интерпретируются на основе модели поглощения теплового излучения плазмы в более холодных периферийных областях факела, где происходит накопление нанокластеров, микро- и макрофракталов, наблюдавшееся ранее [14, 15].

Влияние мелкодисперсных частиц в плазме проявляется не только в поглощении свечения плазмы центральных областей, но и в локальном усилении поля греющего лазерного излучения на микро неоднородностях во фрактальных структурах. В результате происходит фиктивное снижение порога возбуждения атомов инертного газа и появление дискретного спектра излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-17026 и НШ-1771.2003.2).

1. Гапонов С.В., Лучин В.И., Стриковский М.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 1409 (1980).
2. Жуховицкий Д.И. *ЖЭТФ*, **113**, 181 (1998).
3. Смирнов Б.М. *УФН*, **170**, 495 (2000).
4. Гончаров В.К., Пузырев М.В. *Квантовая электроника*, **24**, 329 (1997).
5. Kreibig U., Vollmer M. *Optical Properties of Metal Clusters* (Berlin: Springer, 1995).
6. Hilger A., Cuppers N., Tenfelde M., Kreibig U. *Eur. Phys. J. D*, **10**, 115 (2000).
7. Kottmann J.P., Martin O.J.F. *Phys. Rev. B*, **64**, 235402 (2001).
8. Gartz M., Quinten M. *Appl. Phys. B*, **73**, 327 (2001).
9. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
10. Смирнов Б.М. *УФН*, **163**, 51 (1993).
11. Ковалев А.С., Попов А.М. *ЖТФ*, **50**, 333 (1980).
12. Недоспасов А.В. *УФН*, **94**, 439 (1968).
13. Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнёв В.В. *УФН*, **107**, 201 (1972).
14. Каск Н.Е., Лексина Е.Г., Мичурин С.В. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 437 (2002).
15. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*,

- 33, 57 (2003).
16. Каск Н.Е., Федоров Г.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1033 (1996).
17. Бонч-Бруевич А.М., Есепкина Е.А., Имас Я.А. и др. *ЖТФ*, **36**, 2175 (1966).
18. Александров В.И., Соловьев А.Г., Уляков П.И. *Физика и химия обработки материалов*, № 4, 30 (1973).
19. Анисимов С.И., Гришина В.Г., Дергач О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 815 (1995).
20. Рябцев А.Н. *УФН*, **169**, 350 (1999).
21. Райзер Ю.П. *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980).
22. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. *Физика плазмы*, **10**, 1025 (1984).
23. *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
24. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. *Письма в ЖТФ*, **23**, 40 (1997).
25. Бонч-Бруевич А.М., Капорский Л.Н., Романенков А.А. *ЖТФ*, **43**, 1746 (1973).
26. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Любин А.А. *ЖЭТФ*, **66**, 965 (1974).
27. Бессараб А.В., Жидков Н.В., Кормер С.Б. и др. *Квантовая электроника*, **5**, 325 (1978).
28. Артемьев А.А., Якубов И.Т. *ТВТ*, **28**, 1064 (1990).
29. Каск Н.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **60**, 204 (1994).
30. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. *ТВТ*, **37**, 9 (1999).
31. Фортов В.Е., Якубов И.Т. *Неидеальная плазма* (М., Энергоатомиздат, 1994).

## ПОПРАВКА

**И.Н.Коновалов, Ю.Н.Папченко, М.Ю.Сухов.** Генератор импульсов для накачки электроразрядных эксимерных лазеров («Квантовая электроника», 2004, т. 34, № 3, с. 289–293).

В статье допущены следующие опечатки:

1. На рис.2,б и в подрисуночной подписи к нему вместо  $\rho_{C_L}$  следует читать  $R_{C_L}$ .
2. На рис.3 цифры на оси  $t$  даны неверно. Правильный рисунок выглядит так:

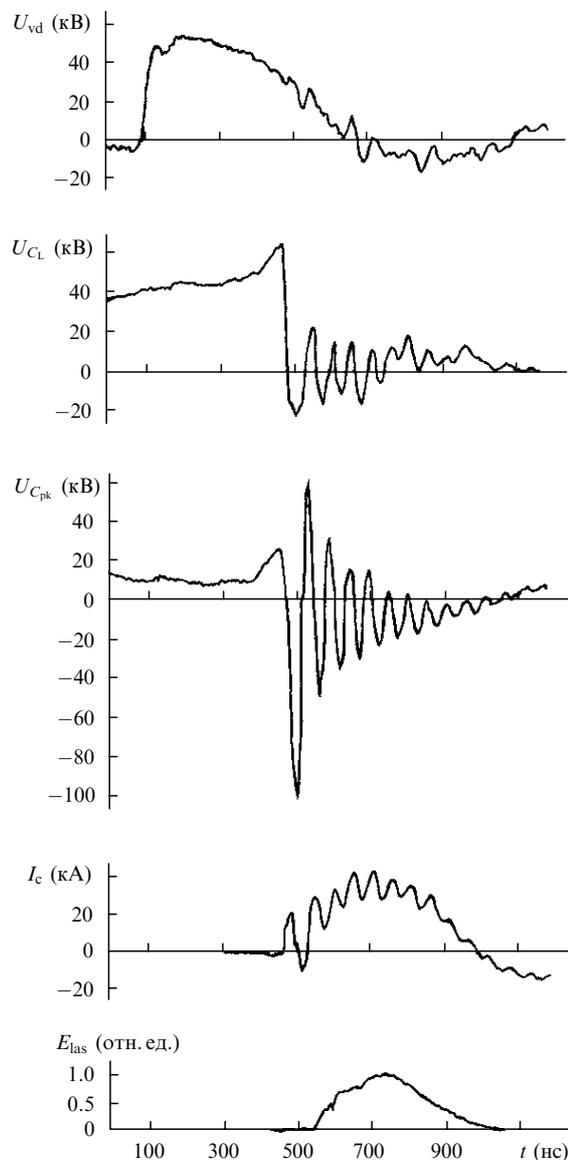


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения на накопительных линиях  $U_{C_L}$ , на обостряющей емкости генератора  $U_{C_{pk}}$ , на вакуумном диоде источника рентгеновского излучения  $U_{vd}$ , а также тока объемного разряда  $I_c$  и генерируемого излучения  $E_{las}$  для смеси состава Ne:Xe:HCl = 2000:2.5:1 и давления 4 атм.