

04;07;12

Эмиссионные характеристики лазерной эрозионной плазмы свинца

© А.К. Шуаибов, М.П. Чучман, Л.Л. Шимон

Ужгородский национальный университет,
88000, Ужгород, Украина
e-mail: ishev@univ.uzhgorod.ua

(Поступило в Редакцию 19 июня 2003 г.)

Исследованы спектры и динамика излучения спектральных линий лазерной эрозионной плазмы свинца на расстоянии 1 mm от мишени в вакууме ($P = 3-12$ Pa) при воздействии импульсно-периодического неодимового лазера ($\tau = 20$ ns, $f = 12$ Hz, $W = (1-2) \cdot 10^9$ W/cm², $\lambda = 1.06$ μ m). Исходя из полученных данных сделан анализ динамики излучения и механизма формирования лазерного факела.

Широкое применение фотоэлектрических преобразователей на основе соединений свинца стимулирует их исследование [1]. Одним из способов оптимизации работы пленочных фотоэлементов, получаемых методом импульсного лазерного напыления, является спектроскопическая диагностика образования и разлета лазерной плазмы [2], а актуальность исследования физики явления еще шире: гидродинамика образования и разлета факела мало изучена, но значительно влияет на ряд технологических процессов с применением лазеров [3]. Для получения более детальной информации о параметрах разлетающейся эрозионной плазмы нами проведено спектроскопическое исследование излучения лазерного факела свинца на расстоянии 1 mm от мишени в вакууме ($P = 3-12$ Pa).

Лазерная плазма формировалась при воздействии импульсно-периодического неодимового лазера ($\tau = 20$ ns, $f = 12$ Hz, $W = 1-2 \cdot 10^9$ W/cm², $\lambda = 1.06$ μ m). Исследование излучения плазмы лазерного факела осуществлялось в спектральной области 200–600 nm по двум каналам: регистрация усредненных во времени спектров и исследование динамики излучения спектральных линий материала мишени. Точность измерения интенсивности излучения составляла 5%, а погрешность временных измерений 1–2 ns. Более детально техника и методика эксперимента описана в наших работах [4,5].

В таблице представлены относительные интенсивности наиболее выделяющихся спектральных переходов и их процентный вклад в линейчатый спектр плазмы. Интенсивность излучения приведена с учетом чувствительности регистрирующей аппаратуры (I/k_λ). Наиболее интенсивным было излучение на длинах волн: 220.4 nm PbII, 261.4 nm PbI, 280.2 nm PbI, 405.7 nm PbI с уровнями, близких к узкому месту рекомбинационного потока атомарной составляющей плазмы $E = 6.5$ eV, а также с нижних уровней атомов и ионов свинца. Интенсивность, вносимая ими в спектр, составляла 41% от суммарной. Близкое расположение энергетических уровней способствует эффективному каскаду безызлучательных переходов атомов вниз при трехчастичной рекомбинации к уровню $E = 5.74$ eV ($p6d^3F_3$), излучательные переходы с которого дают наибольший процент-

ный вклад интенсивности в спектр — 12.4% на длине волны 280.2 nm PbI.

Для более детального анализа на рис. 1 представлены типичные осциллограммы излучения атомов и ионов свинца из лазерной плазмы. Дополнительной прямой показано окончание действия лазера.

Основная особенность осциллограммы — крутой рост и спад интенсивности для излучения ионов, уже при $t = 70$ ns интенсивность находится на уровне $\sim 10\%$ от максимальной, а также медленное нарастание и уменьшение интенсивности излучения атомов. Для большей части осциллограмм четко видны два максимума, что характерно и для других материалов [6], хотя для некоторых спектральных переходов атомов интенсивность медленно возрастает, достигая лишь одного максимума при времени, приблизительно совпадающем с минимумом для большинства осциллограмм.

Такое поведение интенсивности достаточно сложно для анализа, а если учесть близость зоны отбора излучения к поверхности мишени и низкую температуру плавления материала, упрощается лишь тем, что основной вклад в динамику излучения дает концентрация испаряющихся частиц. Этим мы можем объяснить два максимума на большинстве осциллограмм. Первый максимум излучения коррелирует с временем действия лазера, второй может быть следствием испарения прогретых внутренних слоев материала при действии излучения самой плазмы. Наблюдаемое отклонение наступления максимумов для разных спектральных линий может быть связано с динамикой разлета плазмы и распределением концентрации и температуры электронов, от чего зависят характеристики спектральных переходов, спектроскопическое время жизни которых больше разрешающей способности нашей аппаратуры. Ввиду появления второго максимума на осциллограммах синхронно с уменьшением длины волны перехода нужно отметить значительный вклад безызлучательных переходов, роль которых убывает со временем.

Если привязать данный факт к динамике излучения спектральной линии 357.3 nm PbI ($E_{ур} = 6.13$ eV) с одним широким максимумом, то вследствие рекомбинационного механизма заселения короткоживущего

Распределение и процентный вклад интенсивности в спектр лазерной эрозионной плазмы свинца

λ , nm	Атом, ион	Терм	E_{up} , eV	I/k_λ , а.у.	$\Delta I/k_\lambda$, %
220.4	PbII	$7s^2S_{1/2}$	14.79	2.93	9.3
224.7	PbI	$p7d^3D_2$	6.48	0.55	1.7
239.4	PbI	$p7d^3F_3$	6.5	0.47	1.5
244.4	PbI	$p8s^3P_0$	6.04	0.36	1.2
244.6	PbI	$p8s^3P_1$	6.036	0.44	1.4
247.6	PbI	$p7s^3P_2$	5.97	0.48	1.5
257.7	PbI	$p7s^1P_1$	6.13	0.95	3.0
261.4	PbI	$p6d^3D_2$	5.71	3.07	9.7
266.3	PbI	$p7s^3P_2$	5.97	1.49	4.7
280.2	PbI	$p6d^3F_3$	5.74	3.92	12.4
283.3	PbI	$p7s^3P_1$	4.37	2.06	6.5
287.3	PbI	$p6d^3F_2$	5.63	1.57	5.0
326.1	PbII	$10s^3S_{1/2}$	21.29	0.50	1.6
357.3	PbI	$p7s^1P_1$	6.13	1.32	4.2
364	PbI	$p7s^3P_1$	4.37	1.51	4.8
368.3	PbI	$p7s^3P_0$	4.34	1.62	5.1
374	PbI	$p7s^3P_2$	5.97	1.18	3.7
401.9	PbI	$p6d^3F_3$	5.74	0.31	1.0
405.7	PbI	$p7s^3P_1$	4.37	3.03	9.6
427.5	PbII	—	18.89	0.68	2.2
438.7	PbII	—	18.89	0.50	1.6
478.8	PbII	—	—	0.07	0.2
500.5	PbI	$p7s^1P_1$	6.13	0.11	0.3
520.1	PbI	$p8s^3P_1$	6.04	0.25	0.8
530.7	PbII	—	21.55	0.16	0.5
536.7	PbII	—	18.88	0.27	0.9
560.9	PbII	—	17	0.95	3.0
571.4	PbII	—	21.39	0.18	0.6
576.8	PbII	—	21.34	0.29	0.9
298.7	PbII	—	20.79	0.39	1.2

верхнего уровня он будет смещен в сторону максимальной интенсивности излучения ионов. Максимум излучения на длине волны 280.2 nm PbI, напротив, четко выражен. Он наступает перед окончанием действия лазера и соответствует комбинации термов с запретом по суммарному орбитальному квантовому числу L : $6p^2\ ^3P_2 - p6d^3F_3$. Возможность такого перехода требует внешнего воздействия и будет тем больше, чем выше плотность плазмы. Таким образом, можно заключить, что до начала уменьшения мощности действия лазера на мишень в плазме доминируют электрон-атомные столкновения. Проследить эффективность данного взаимодействия можно по интеркомбинационному излучению спектральной линии 520.1 nm PbI. Запрет по интеркомбинационному переходу менее строгий, а его осуществлению способствует действие свободных электронов. Первый максимум для интенсивности этого излучения хорошо повторяет форму лазерного импульса, второй появляется на переднем фронте интенсивности второго максимума незапрещенных спектральных пере-

ходов. Такой механизм явления коррелирует с данными работы [7].

Таким образом, интенсивность излучения тем больше, чем выше вероятность спектрального перехода в данных условиях и чем больше вероятность образования частиц в определенном энергетическом состоянии. Сравнивая динамику эмиссии при переходе с одного верхнего уровня (график 4, 5 на рис. 1), можно также утверждать, что нагрев осуществляется исключительно переносом излучения. На эффективность переноса значительно влияют безызлучательные переходы. Так как нижние состояния для обоих переходов метастабильны, причем $E_{low}(405.7\text{ nm}) > E_{low}(364.0\text{ nm})$, то при переходах атомов на нижних уровнях энергии вверх возможно более выраженное самообращение для перехода 405.7 nm PbI,

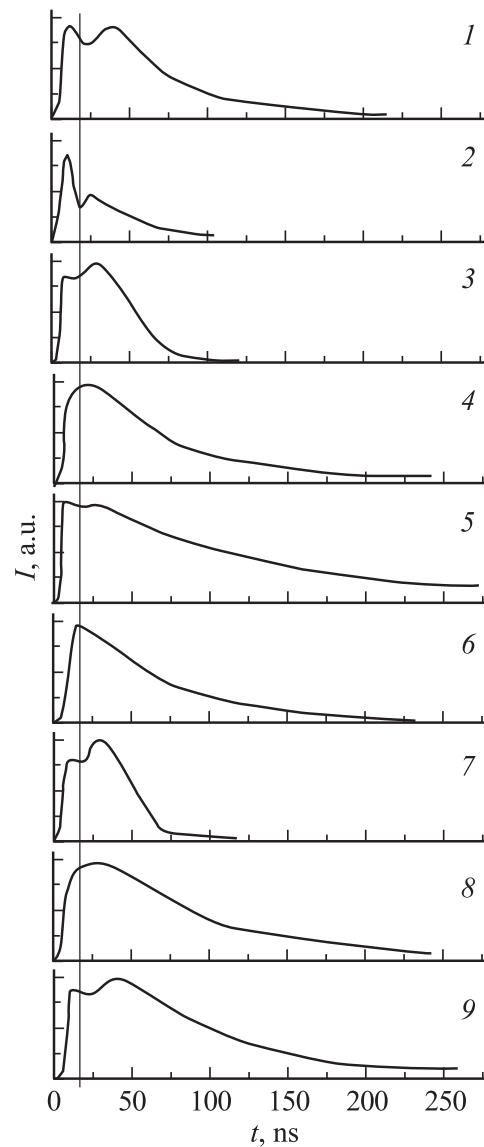


Рис. 1. Осциллограммы излучения лазерной плазмы свинца: 1 — 261.4 nm PbI, 2 — 520.1 nm PbI, 3 — 438.7 nm PbII, 4 — 364.0 nm PbI, 5 — 405.7 nm PbI, 6 — 280.2 nm PbI, 7 — 424.5 nm PbII, 8 — 357.3 nm PbI, 9 — 368.3 nm PbI.

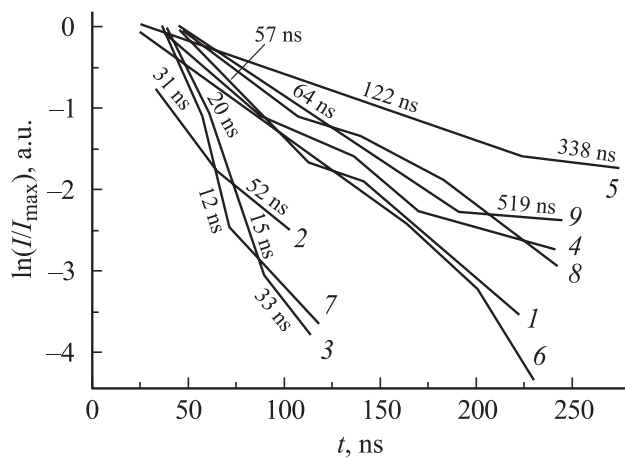


Рис. 2. Зависимость логарифма интенсивности излучения нормированной на свое максимальное значение, которая аппроксимирована прямолинейными участками, от времени: 1 — 261.4 nm PbI, 2 — 520.1 nm PbI, 3 — 438.7 nm PbII, 4 — 364.0 nm PbI, 5 — 405.7 nm PbI, 6 — 280.2 nm PbI, 7 — 424.5 nm PbII, 8 — 357.3 nm PbI, 9 — 368.3 nm PbI.

хотя по динамике излучения также видно, что оба перехода имеют запрет по L .

Для анализа процессов на поздних стадиях разлета построен рис. 2, где приведена зависимость логарифма нормированной на свое максимальное значение интенсивности от времени, которая аппроксимирована прямолинейными участками. Оценка времени рекомбинации по приведенным зависимостям дает 52–57 ns для ионов Pb^+ и 12–15 ns для Pb^{2+} на участке 50–100 ns. До 50-й наносекунды на динамику спектральных переходов сильно влияет перенос излучения к поверхности мишени, после $t = 100$ ns снова наблюдается замедление изменения интенсивности, что особенно четко видно для верхних возбужденных состояний атомов свинца. После $t = 200$ ns наличие высоковозбужденных частиц резко уменьшается, а образование нижних возбужденных состояний происходит более стабильно. Такая ситуация, возможно, проявляется вследствие ассоциативно-диссоциативных процессов возбуждения в достаточно холодной и плотной лазерной плазме.

Таким образом, при лазерном напылении пленок на основе свинца значительную роль будут играть процессы с участием ионов и особенности перераспределения энергии в лазерном факеле, обусловленные многоэлектронной валентной оболочкой атома свинца и связанным с ней видом спектра, динамикой процесса испарения и переносом излучения.

На динамику излучения значительно влияют как динамика разлета, так и параметры разлетающейся плазмы, о виде временной зависимости которых можно судить по осциллограммам спектральных переходов. Согласно этому, концентрация электронов хорошо описывает вид лазерного импульса и повторно увеличивается на переднем фронте второго максимума испарения. Мак-

симум гидродинамического давления достигается под конец лазерного импульса и плавно уменьшается. Время рекомбинации двухзарядных ионов свинца составляет 12–15 ns, а однозарядных — 52–57 ns.

Полученные результаты представляют интерес для оптико-спектроскопической диагностики излучения лазерной плазмы соединений на основе свинца, а также для оптимизации процесса их лазерного напыления.

Список литературы

- [1] Syrbu N.N., Cebotari V.Z. // J. Phys. 1998. Vol. 10. N 15. P. 3467–3477.
- [2] Wolf P.J. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 3. P. 1480–1487.
- [3] Harilal S.S., Bindhu C.V., Tillak M.S., Najmabadi F., Gaeris A.C. // J. Phys. D. 2002. Vol. 35. P. 2935–2938.
- [4] Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Шевера И.В., Чучман М.П. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 1. С. 85–88.
- [5] Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Чучман М.П. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 85–89.
- [6] Chuchman M.P. // Conf. on Lasers, Applications and Technologies. Moscow, 2002. P. 67.
- [7] Гноевой Я.Н., Петрухин А.И., Плешанов Ю.Е., Суляев В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 440–443.