

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д. Д., Ступаков Г. В. О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде // Физика плазмы.— 1976.— Т. 2, № 5.
2. Рютов Д. Д., Сыресин Е. М. Теория «газодинамического» ускорения ионов облаком осциллирующих электронов.— Новосибирск, 1984.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 84—129).
3. Humpries S. J. Intense pulsed ion beams for fusion applications // Nuclear Fusion.— 1980.— V. 20, N 12.
4. Posour J. A., Mahaffey R. A. et al. High-power ion beam generation with an inverse reflex tetrode // Appl. Phys. Lett.— 1980.— V. 36, N 6.
5. Рютов Д. Д. Фокусировка мощных ионных пучков с помощью перезарядки в «кониическом» магнитном поле.— Новосибирск, 1981.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 81—16).
6. Atomic data for controlled fusion research/Oak Ridge national lab. ORNL — 5206, 1977.
7. Смирнов Б. М. Асимптотические методы в теории атомных столкновений.— М.: Атомиздат, 1973.
8. Астрелин В. Т., Сыресин Е. М. Расчет баллистической фокусировки ионных пучков.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; 83—41).
9. Бурдаков А. В., Койдан В. С. и др. Эксперименты по коллективному ускорению ионов облаком релятивистских электронов // ЖЭТФ.— 1981.— Т. 80, № 4.
10. Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Пакет для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц // Автометрия.— 1980.— № 3.

Поступила 30/V 1986 г.

УДК 535.376 : 539.194

ДИМЕРЫ МЕДИ В ПОТОКЕ ПАРА ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОМ ИСПАРЕНИИ

А. К. Ребров, С. Я. Хмель, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Электронно-лучевой нагрев широко используется в промышленности, в частности, электронно-лучевое испарение применяется для нанесения вакуумных покрытий и тонких пленок [1]. В последнее время этот способ нагрева используют для получения ультрадисперсных порошков, образующихся при смешении пара с газом [2]. Свойства покрытий и порошков в значительной степени определяются физическими процессами, происходящими в потоке пара. Формирование газофазных потоков при электронно-лучевом испарении изучено недостаточно.

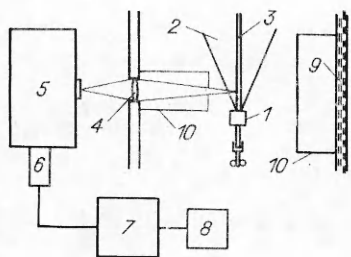
Из существующих методов диагностики предпочтительнее использование бесконтактных методов. Одним из них может быть электронно-пучковый, который широко применяется в экспериментальных исследованиях по динамике разреженных газов [3, 4].

В данной работе электронный пучок используется как средство испарения и как зонд. Работа посвящена исследованию спектров свечения паров меди, возбужденных пучком электронов с целью создания методов диагностики как паровой, так и конденсированной фазы. Специально изучался вопрос о наличии димера меди в потоке пара.

Впервые спектр Cu_2 обнаружен в свечении паров меди при термическом возбуждении в печи Кинга [5]. Были идентифицированы две системы молекулярных полос, соответствующие электронным переходам $\bar{B}^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$, $A^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$. Впоследствии они регистрировались в излучении и поглощении: в печи Кинга [6], в сверхзвуковой струе пара [7], при газофазном получении кластеров [8], при лазерном импульсном испарении меди в импульсную струю He или стационарную струю холодного He [9—11]. Кроме этих систем полос, зарегистрированы система $C - X$ [9, 10] и ряд других [12].

Электронный пучок достаточной мощности, взаимодействуя с поверхностью металла, вызывает его интенсивное испарение. В результате образуется своеобразная струя пара, для которой соплом является зона взаимодействия электронного пучка с поверхностью.

Использованный источник струи пара меди описан в [13]. Схема эксперимента дана на рис. 1. Он проводился на установке [14]. Установка оснащена электронной пушкой с термокатодом. Параметры электронного пучка: ускоряющее напряжение 5—25 кВ, ток до 70 мА, мощность до 1,5 кВт. Для фокусировки электронного пучка пушка снабжена магнитной линзой. Диаметр сфокусированного пучка составляет ≈ 3 мм.

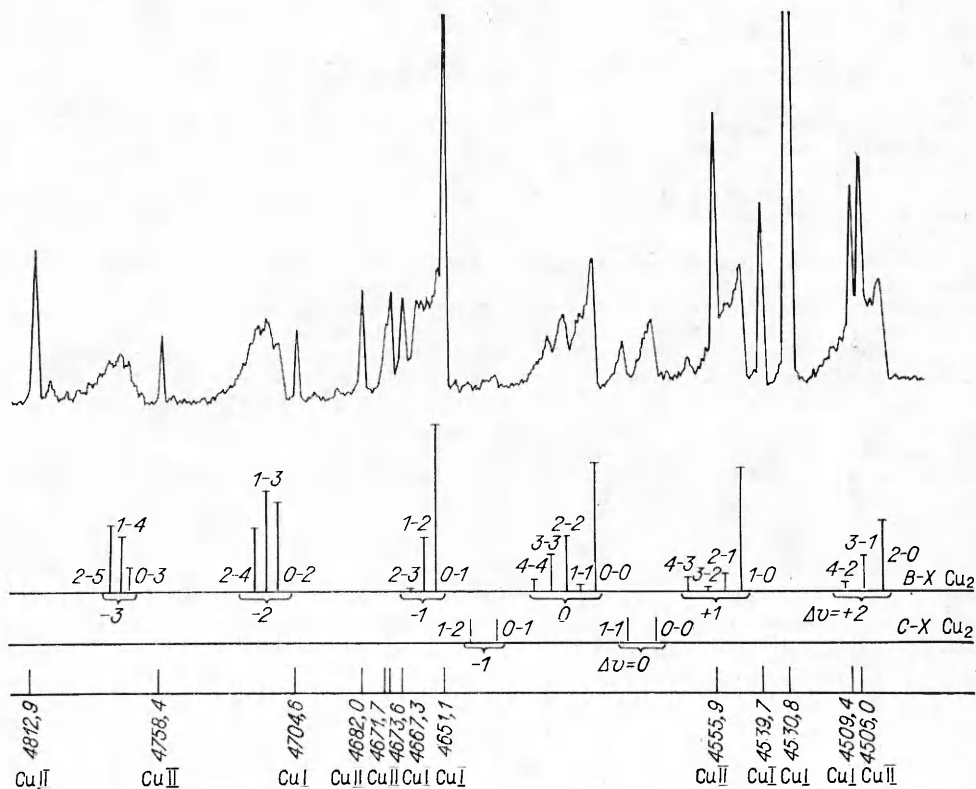


Р и с. 1

Система дифференциальной откачки пушки позволяет повышать давление в рабочей камере до 10 Па при давлении в области катода 10^{-3} Па. Источник струи пара меди состоит из графитового тигля 1, окруженного экранами, и системы подачи проволоки. Система подачи необходима для периодического пополнения запаса металла в тигле. В процессе работы источника контролировались: ускоряющее напряжение U , ток тигля I_T , ток фокусировки магнитной линзы I_Φ , давление в рабочей камере p_H .

Струя пара меди 2 визуально наблюдалась через окно 9 по характерному зеленому свечению в зоне электронного пучка 3. Излучение из приосевой области струи с помощью линзы 4 собиралось на входную щель монохроматора СРМ-2 5. На выходной щели был установлен фотумножитель ФЭУ-39А 6. Электрический сигнал с ФЭУ регистрировался после усилителя ИМТ-05 7 самописцем КСП-4 8. Липза и окно защищались от запыления парами металлов наддувом газа (обычно N_2) в камеры 10. Спектры регистрировались в следующих условиях: $I_T = 10-30$ мА, $U = 14$ кВ, $I_\Phi = 95$ мА, расстояние поверхность расплава — точка измерения 6 мм, атмосфера N_2 , He при давлении в камере $p_H = 10$ Па. Кроме того, измерения проводились в атмосфере N_2 при более глубоком вакууме $p_H = 10^{-2}$ Па.

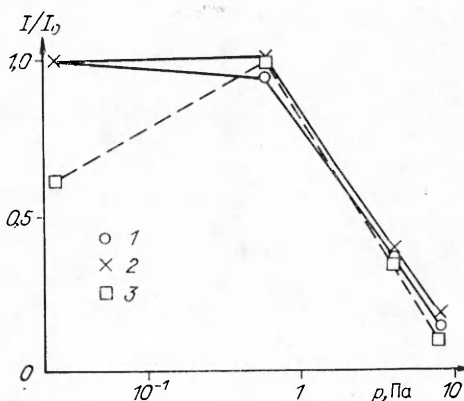
В области длин волн от 350 до 600 нм в зависимости от мощности регистрировались до 48 линий, которые идентифицированы по таблицам [15] как линии атома и иона меди. При расширении пара в вакуумную камеру, заполненную N_2 или He, в исследуемой области струи регистрируется свечение газов. Это свидетельствует о проникновении фонового газа в ядро струи, что особенно характерно для режима рассеяния [16].



Р и с. 2

В спектрах не обнаружено свечения возможных продуктов химического взаимодействия пара металла с фоновым газом.

При некоторой мощности электронного пучка в спектре свечения струи пара меди в области $\Delta\lambda = 450-481,2$ нм зарегистрирована система полос, появление которой не зависело от давления и состава атмосферы. На рис. 2 показан такой спектр, полученный при истечении струи в атмосферу N_2 при $p_H = 10^{-2}$ Па и $I_T = 22$ мА. Внизу под ним приведены положения кантов полос системы $B-X$ Cu_2 по данным [5] и некоторых полос системы



Р и с. 3

$C-X$ Cu_2 по данным [9], а также длины волн линий атома и иона меди [15]. Хорошее совпадение кантов зарегистрированных полос с результатами [5, 9] позволяет приписать полученный спектр Cu_2 . В частности, идентифицированы диагональные серии полос Деландра с $\Delta v = +2, +1, 0, -1, -2, -3$ системы $B-X$ и $\Delta v = 0, -1$ системы $C-X$ Cu_2 .

Интенсивность полос Cu_2 сильно зависит от тока пучка; при изменении I_T от 13 до 21 мА в атмосфере N_2 с $p_H = 10^{-2}$ Па она выросла в 20 раз. Изменение давления в рабочей камере, а также состава атмосферы заметно влияет на сигнал димера. При одной и той же подводимой мощности полосы наиболее интенсивны при $p_H = 10^{-2}$ Па, тогда как при $p_H = 10$ Па в атмосфере He сигнал заметно меньше, в N_2 при $p_H = 10$ Па он еще меньше. Такая зависимость сигнала не совпадает с ожидаемой. Охлаждение пара металла при смешении с газом должно усилить процесс конденсации, что достаточно широко используется для получения кластеров [17]. Значит, с увеличением давления в рабочей камере сигнал димера должен возрастать. Однако оказалось, что скорость испарения сильно зависит от давления над испаряемой поверхностью. Это явление объяснено в [1] возвратом атомов меди к поверхности в результате столкновений с частицами фонового газа. Скорость испарения меди электронным пучком постоянной мощности уже при увеличении давления до 1 Па заметно падает [1].

Для проверки этого факта сняты зависимости интенсивностей линий CuI $\lambda = 448,04$ нм и CuI $\lambda = 453,08$ нм, а также $CuII$ $\lambda = 455,59$ нм от давления N_2 в рабочей камере при $I_T = 12$ мА (рис. 3, соответственно точки 1-3). Видно хорошее согласие с данными, приведенными в [1].

Для оценки температуры в точке измерения проведено сравнение распределения интенсивности полос системы $B-X$ Cu_2 , полученного в эксперименте, с расчетным. Расчет проводился по формуле

$$(1) \quad \frac{I_{v'v''}}{I_{00}} = \left(\frac{v_{v'v''}}{v_{00}} \right)^4 \frac{q_{v'v''}}{q_{00}} \frac{\sum_{v''} q_{v'v''} \exp \left[-\frac{G(v'') hc}{kT} \right] \sum_{v''} v_{0v''}^3 q_{0v''}}{\sum_{v''} q_{0v''} \exp \left[-\frac{G(v'') hc}{kT} \right] \sum_{v''} v_{v'v''}^3 q_{v'v''}}$$

Здесь $I_{v'v''}$ — интенсивность полосы (v', v'') системы $B-X$ Cu_2 ; $q_{v'v''}$ — соответствующий фактор Франка — Кондона; $v_{v'v''}$ — частота перехода; $G(v'')$ — значение терма с колебательным числом v'' в состоянии $X^1\Sigma_u^+$; $G(v') = \omega_e(v' + 1/2) - \omega_e x_e(v' + 1/2)^2$; T — колебательная температура в состоянии $X^1\Sigma_u^+$. Значения фактора Франка — Кондона взяты из [18], значения $\omega_e, \omega_e x_e$ — из [5]. Эта формула справедлива в следующих предположениях: возбуждение состояния $B^1\Sigma_g^+$ происходит прямым электронным ударом, для возбуждения выполняется принцип Франка —

Кондона, распределение заселенностей по колебательным уровням в состоянии $X^1\Sigma_g^+$ бoльцмановское с температурой T . Результаты расчета по формуле (1) для $T = 2300$ К приведены на рис. 2 под спектром. Высота линий, отмечающих положения кантов полос системы $B - X$, отвечает отношению $I_{v'v''}/I_{00}$. Как видно из рисунка, расчетное распределение интенсивностей близко к измеренному. При расчете не учитывалось перекрытие полос линиями атома и иона меди, изменение спектральной чувствительности ФЭУ и уменьшение интенсивности полос из-за понижения уровня металла в тигле в процессе сканирования спектра. Оценочная температура примерно равна температуре поверхности в зоне взаимодействия электронного пучка с металлом, измеренной пирометром в [13] при близких параметрах пучка. Плотность пара в точке измерения оценивалась по формуле для изэнтропического расширения одноатомного газа

$$(2) \quad \frac{n}{n_0} = \left(\frac{B}{x/d_*}\right)^2,$$

где $x = 6$ мм; $d_* = 3$ мм; $B = 0,16$. Значение n_0 оценено по методике из [1]. Зная приближенно размеры мениска в жидком металле, можно найти давление пара. В нашем случае диаметр мениска ≈ 3 мм, глубина ≈ 2 мм, это дает $p_0 \approx 1000$ Па и $n_0 \approx 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Тогда, согласно формуле (2), $n \approx 10^{15}$ см $^{-3}$.

Таким образом, при электронно-лучевом испарении в струе пара меди исследован спектр свечения, возбужденный электронным ударом. Обнаружено излучение димера меди. Зарегистрированы две системы полос $B - X$ и $C - X$ Cu_2 . Сравнение со спектром, вычисленным в предположении справедливости принципа Франка — Кондона, показало удовлетворительное согласие, что позволяет использовать электронно-пучковую диагностику для измерения плотности, колебательной и вращательной температуры димеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шиллер Э., Гайзиг У., Панцер З. Электронно-лучевая технология. — М.: Энергия, 1980.
2. Iwama S., Hayakawa K. Preparation of ultrafine Mo and W particles by the gas evaporation technique with electron beam heating // Surf. Science.— 1985.— V. 156, pt 1.
3. Butefisch K. A., Vennemann D. The electron-beam technique in hypersonic rarefied gas dynamics // Progress in Aerospace Sciences.— N. Y.: Pergamon Press, 1974.— V. 15.
4. Беликов А. Е. и др. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении $B^2\Sigma$ состояния иона азота // Диагностика потоков разреженного газа.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1979.
5. Kleman B., Lindkvist S. The band-spectrum of the Cu_2 -molecule // Arkiv för Fysik.— 1954.— Bd 8, N 32.
6. Aslund N. et al. Rotational analysis of band of the $B - X$ Cu_2 and of the $A - X$ system of Bi_2 // Arkiv för Fysik.— 1965.— Bd 30, N 13.
7. Preuss D. R., Pace S. A., Gole J. L. The supersonic expansion of pure copper vapor // J. Chem. Phys.— 1979.— V. 71, N 9.
8. Steele R. E. Photoluminescence, lifetimes and discharge excitation Cu_2 // J. Mol. Spectr.— 1976.— V. 64, N 3.
9. Powers D. E. et al. Supersonic metal cluster beams: laser photoionization studies of Cu_2 // J. Phys. Chem.— 1982.— V. 86, N 14.
10. Gole J. L., English J. H., Bondybey V. E. Laser spectroscopy of cooled metal clusters: copper dimer // J. Phys. Chem.— 1982.— V. 86, N 14.
11. Bondybey V. E. et al. Laser vaporization of alloy: laser induced fluorescence of heteronuclear metal cluster // J. Chem. Phys.— 1983.— V. 78, N 1.
12. Powers D. E. et al. Supersonic copper clusters // J. Chem. Phys.— 1983.— V. 78, N 6.
13. Гилёва В. П., Хмель С. Я. Источник струи пара меди на основе электронно-пучкового испарения // Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1985.
14. Зарвин А. Е., Хмель С. Я. Установка для исследования по методикам молекулярного и электронного пучка // VI Всесоюз. конф. по динамике разреженного газа. Тез. докл.— Новосибирск, 1979.
15. Стриганов А. Ф., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов.— М.: Атомиздат, 1966.

16. Волчков В. В. и др. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления // ПМТФ.— 1973.— № 2.
17. Granquist C. G., Buhrman R. A. Ultrafine metal particles // J. Appl. Phys.— 1976.— V. 47, N 5.
18. Кузьменко Н. Е., Кузнецова Л. А., Кузяков Ю. Я. Факторы Франка — Кондона двухатомных молекул.— М.: Изд-во МГУ, 1984.

Поступила 30/V 1986 г.

УДК 537.639

КАСКАДНЫЙ МК-ГЕНЕРАТОР С ПЕРЕХВАТОМ ПОТОКА

Е. И. Биченков, С. Д. Гилев, В. С. Прокопьев,
В. И. Теленков, А. М. Трубачев

(Новосибирск)

Описаны эксперименты по разработке секционированного спирального МК-генератора, начальные секции которого используются для захвата и выжимания магнитного потока, а последняя — в качестве нагрузки; она выполнена так, что возможно индуктивно сопрячь ее с первой секцией такого же генератора, построив тем самым многокаскадную систему и осуществив перехват и компрессию потока при переходе из одного каскада в последующий. Определены энергетические характеристики, потери и ограничения для функционирования такой системы.

1. Общие принципы. Принципиальная схема генератора и возможная область его использования. Магнитно-кумулятивный (МК) генератор представляет собой уникальный источник большой импульсной мощности, преобразующий заметную долю высокого запаса энергии, заключенного в заряде химического ВВ, в импульс электромагнитной энергии. Со времени формулировки принципа магнитной компрессии прошло 30 лет, в течение которых усилиями в первую очередь советских и американских исследователей разработаны десятки вариантов различных МК-генераторов, достигнуты казавшиеся ранее фантастическими рекорды по величинам токов, магнитных полей, уровней энергии и импульсной мощности [1—3]. При этом осуществлены очень высокие (в десятки процентов) эффективности преобразования энергии взрыва в электромагнитную и на высоких уровнях энергии создан взрывной источник, коммерчески конкурентноспособный со всеми современными источниками другого типа [4].

В настоящей работе сосредоточено внимание на возможностях использования принципов магнитной кумуляции для разработки и создания источников запитки мощных взрывных генераторов. Сложившаяся сегодня в этой проблеме ситуация парадоксальна и противоестественна: генерируя за счет энергии ВВ десятки мегаджоулей энергии, приходится создавать начальный запас электромагнитной энергии в МК-генераторе в основном разрядом громоздких и довольно дорогих архаичных конденсаторных батарей.

Сформулируем требования, которым должен удовлетворять источник запитки. Во-первых, он обязан работать от источника с запасом энергии ~ 100 Дж и обеспечивать в довольно большой индуктивной нагрузке (~ 10 мкГн и более) энергию ~ 100 кДж. Во-вторых, при относительной простоте, дешевизне и обязательной надежности работы в таком источнике нужно предусмотреть возможность изменения выходных параметров, чтобы обеспечить согласование с широким набором различных мощных МК-систем. Обратим внимание, что энергетический выход данного генератора (100 кДж) соответствует лишь 20 г ВВ или при КПД преобразования энергии взрыва всего в 1% — 2 кг ВВ — величине, ничтожной в сравнении с сотнями килограммов, используемых в мощных современных МК-генераторах [4]. Поэтому бороться за высокую эффективность преобразования энергии взрыва в источнике запитки не имеет никакого смысла.

Удовлетворить перечисленному набору требований путем разработки маленького классического МК-генератора, прямо нагруженного на боль-