

Интенсивная перезарядка ионов лазерной плазмы на атомах импульсной газовой струи

В.М.Антонов, Э.Л.Бояринцев, А.В.Мелехов, В.Г.Посух, А.Г.Пономаренко, И.Ф.Шайхисламов

Приведены результаты эксперимента по взаимодействию лазерной плазмы с импульсной газовой струей. Впервые в контролируемых условиях была реализована перезарядка ионов на нейтральных частицах при концентрации реагентов не менее 10^{16} см⁻³. С помощью спектральных методов наблюдалась резонансная накачка уровня с $n = 3$ иона C^{3+} . По фотографиям плазмы установлена структура области интенсивной перезарядки. Полученные данные показывают перспективность экспериментов по лазерной генерации в мягкой рентгеновской области спектра на переходе иона C^{5+} .

Ключевые слова: перезарядка, лазерная плазма, газовая струя, резонансная накачка.

1. Введение

Перезарядка является одним из фундаментальных атомных процессов возбуждения наряду с электронным ударным возбуждением и рекомбинацией. Квазирезонансный характер процесса позволяет создавать инверсию населенности уровней высокозарядных ионов при их перезарядке на атомах, молекулах или низкозарядных ионах. Согласно оценкам [1], для получения значительных коэффициентов усиления в области спектра до 10 нм необходимо реализовать взаимодействие при концентрациях реагентов $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³. Однако первые эксперименты по разлету лазерной плазмы в однородной газовой среде показали очень низкую интенсивность так называемой перезарядной накачки [2]. Согласно разработанной аналитической модели [3], причина заключалась в отсутствии локализации газа. Также, из-за контакта плотного газа с фокальным пятном, происходило быстрое образование ударной волны.

Таким образом, проблема состоит в создании локализованного взаимодействия двух существенно различающихся по зарядовому составу сред, имеющих резкие границы. В [4] газовая среда с резким фронтом, как и плазма, создавалась лазерной абляцией отдельно расположенной мишени. Эффективная перезарядная накачка наблюдалась при концентрации нейтральных частиц более 10^{16} см⁻³ и концентрации ионов более 10^{15} см⁻³. Перезарядка между горячим и холодным потоками плазмы, создаваемыми одним лазерным импульсом, исследовалась в [5]. В серии экспериментов [6–8] было впервые применено импульсное газовое сопло и наблюдалась резонансная накачка ионов O^{2+} , O^{3+} , C^{3+} , C^{5+} со значительным увеличением свечения в соответствующих линиях в области 10–50 нм. Все эти опыты подтвердили, что взаимодействие потоков с резкими фронтами позво-

ляет существенно увеличить интенсивность перезарядки. Импульсные струи впервые применялись для генерации рентгеновского излучения в качестве мишени для лазерного пучка. Было показано, что профилированные сверхзвуковые сопла позволяют достигать высокой степени локализации газа [9].

В настоящей работе также применялось импульсное газовое сопло. Однако, по сравнению с экспериментами [6–8], использовался лазер с большим запасом энергии (до 200 Дж в импульсе). Как показывают исследования по генерации излучения в рентгеновской области спектра на основе схем с рекомбинационной и ударной накачкой [10], для создания необходимого числа высокозарядных ионов нужно обеспечить не только соответствующую интенсивность излучения в фокусе (более 10^{11} Вт/см² для ионов C^{6+}), но и достаточную энергию лазерного импульса (более 100 Дж/см²). На первом этапе задача в наиболее простой постановке состояла в реализации взаимодействия газовой струи и плазменного потока с контролируемыми (измеряемыми) параметрами. Для регистрации эффекта перезарядной накачки использовалась спектральная диагностика в видимом диапазоне с высоким пространственным и временным разрешением. Полученные результаты являются основой для проведения планируемых исследований по генерации рентгеновского излучения.

2. Схема эксперимента

Излучение CO_2 -лазера с энергией 50 Дж и длительностью импульса на полувысоте 50 нс фокусировалось под углом $\sim 20^\circ$ на поверхности плоской мишени (рис.1). Фокальное пятно имело характерный размер ~ 0.2 см. Мишень, выполненная из капролона ($C_6H_{11}ON$) в форме цилиндра, вращалась после определенного числа выстрелов для смены материала. На регулируемом расстоянии располагалось сопло импульсного газового клапана, ориентированное параллельно плоскости мишени. Сопло представляло собой трубку размером 1×0.2 см. Газ (молекулярный водород) поступал из объема, в котором его давление перед клапаном p регулировалось в диапазоне до 3 бар. Взаимодействие лазерной плазмы с газо-

В.М.Антонов, Э.Л.Бояринцев, А.В.Мелехов, В.Г.Посух, А.Г.Пономаренко, И.Ф.Шайхисламов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: ildars@ngs.ru

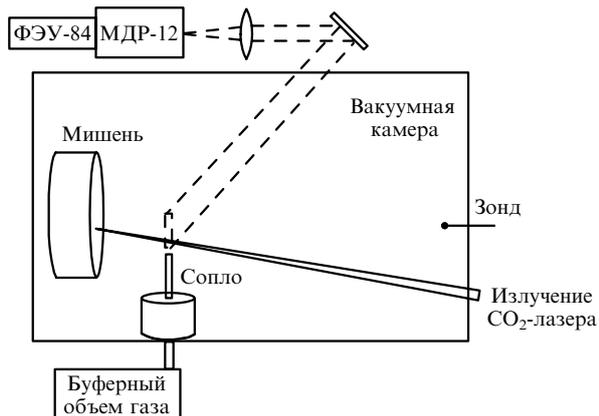
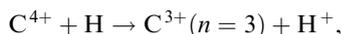


Рис.1. Схема эксперимента.

вой струей осуществлялось в следующей последовательности: на клапан подавался отпирающий импульс; через промежуток времени более 4 мс, необходимый для формирования квазистационарной газовой струи, в вакуумную камеру посылалось лазерное излучение.

Для спектральных измерений использовался монохроматор МДР-12 с фотоэлектрической регистрацией. Спектральное разрешение составляло 0.1 нм, временное – 10 нс. Пространственное разрешение обеспечивалось фокусирующей линзой. Проекция входной щели монохроматора в области взаимодействия была ориентирована вдоль оси газового сопла и имела размер 1×0.1 см. Проекция щели располагалась непосредственно вблизи газового сопла и могла перемещаться вдоль нормали к мишени. Направление, вдоль которого излучение попадало из области взаимодействия на поворотное зеркало и далее на линзу, было перпендикулярно как газовому соплу, так и нормали к мишени.

Процесс перезарядки в данном эксперименте исследовался на основе хорошо изученной реакции [11]



которая использовалась нами в предыдущей работе [4]. Сечение реакции $\sigma = 2.5 \times 10^{-15}$ см². Вновь образующийся ион C^{3+} оказывался на квантовом уровне с $n = 3$. Радиационная релаксация происходит с излучением ВУФ квантов на переходах $3d-2p$ ($\lambda = 38.4$ нм), $3p-2s$ ($\lambda = 31.2$ нм) и $3s-2p$ ($\lambda = 42$ нм). При этом примерно один распад из тысячи сопровождается оптическим излучением на переходе $3p-3s$, ($\lambda = 580.1$ нм). Анализ всех переходов, влияющих на свечение данной линии, приведен в [4]. Фотографирование пространственной структуры свечения осуществлялось электронно-оптическим преобразователем с временным разрешением 30 нс. Для фильтрации излучения использовался интерференционный фильтр на линию иона C^{3+} с $\lambda = 580.1$ нм.

Локальные и интегральные характеристики потоков лазерной плазмы измерялись цилиндром Фарадея (рис.2). Зонд располагался на достаточно больших расстояниях от мишени (более 30 см) на оси, проходящей через газовую струю и фокальное пятно на мишени. Корпус датчика приобретал плавающий потенциал относительно плазмы, а на приемный коллектор подавался отрицательный потенциал для приема потока ионов и отражения электронов.

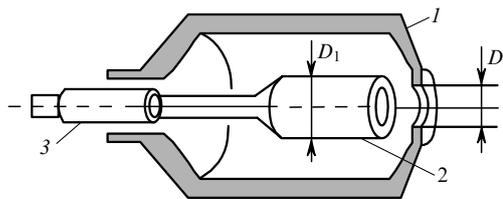


Рис.2. Конструкция цилиндра Фарадея:

1 – проводящий корпус; 2 – приемный коллектор в форме полого цилиндра с внешним диаметром $D_1 = 3.5$ мм (диаметр входного отверстия $D_2 = 2.5$ мм); 3 – коаксиальный вывод.

3. Результаты измерений

На рис.3 приведена типичная осциллограмма плотности ионного тока, измеренного зондом на расстоянии $R = 78$ см от мишени, для случая свободно расширяющейся плазмы. Характерная скорость ионов составляла 2.5×10^7 см/с, полное число регистрируемых ионов было равно 10^{17} рад⁻¹, их энергия составляла 20 Дж/рад. Зарядовый состав по данным предыдущих измерений определяется ионами водорода (~50 %) и C^{4+} (~50 %) с примесью ионов C^{5+} , C^{6+} . В предположении автомодельного разлета, которое проверялось измерениями на расстоянии $R = 33$ см, можно определить параметры плазмы вблизи мишени. Концентрация ионов свыше 10^{16} см⁻³, при которой необходимо было реализовать взаимодействие с газовой струей, достигалась на расстояниях $R < 2$ см.

Параметры газовой импульсной струи измерялись ионизационным датчиком ПМИ-10-2. Концентрация молекул водорода на расстоянии 1.5 см от сопла составила 2.5×10^{15} см⁻³ при давлении перед клапаном $p = 1$ бар и менялась пропорционально p . Угол при вершине конуса расширения был приблизительно равен 45° . Струя формировалась через 4 мс после открытия клапана и стационарно поддерживалась, пока он был открыт (в течение ~50 мс).

На рис.4 показаны осциллограммы интенсивности свечения линии с $\lambda = 580.1$ нм, измеренные на расстоянии $R = 5$ см в отсутствие газа и при наличии газовой струи ($p = 1$ бар). Газовая струя также располагалась на расстоянии 5 см от мишени. Свечение без газа очень мало и лишь незначительно выделяется на фоне континуума. В то же время при наличии газа интенсивность перезарядной линии намного превышает интенсивность континуума (сигнал в десятки раз меньше на $\lambda = 579$ и 582 нм). На

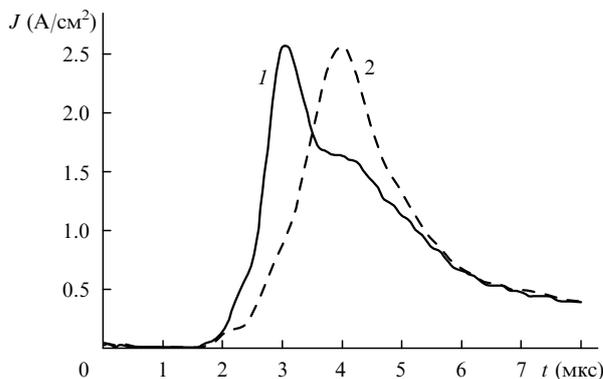


Рис.3. Осциллограммы плотности тока, регистрируемые цилиндром Фарадея в вакууме (1) и в газовой струе (2).

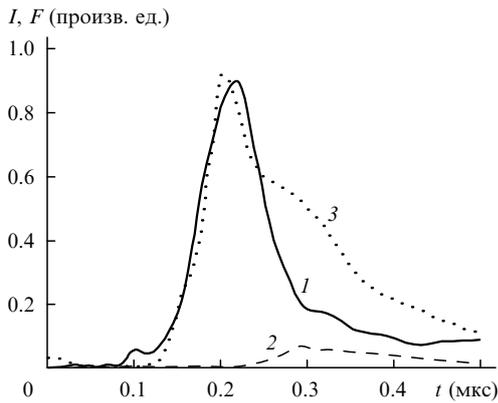


Рис. 4. Осциллограммы интенсивности свечения I перезарядной линии при наличии газовой струи (1) и без нее (2). Кривая 3 — поток плазмы F , регистрируемый цилиндром Фарадея.

рис. 4 также приведена осциллограмма потока плазмы, рассчитанная по зондовым измерениям на расстоянии $R = 78$ см в предположении свободного разлета плазмы. Фронт потока удовлетворительно согласуется с динамикой спектрального сигнала.

Основные спектральные измерения были выполнены на расстоянии $R = 1.7$ см, где концентрация плазмы превышала 10^{16} см $^{-3}$. На рис. 5 приведены осциллограммы при наличии газовой струи и без нее для линии с $\lambda = 580.1$ нм и, для сравнения, для линии с $\lambda = 465.8$ нм, соответствующей переходу $6h-5g$ того же иона C^{3+} . Сигнал показывает наличие быстрого потока плазмы и медленного потока, который не регистрировался цилиндром Фарадея и не представлял интереса в данном эксперименте. Быстрый поток плазмы отчетливо проявляется только в резонансной линии с $\lambda = 580.1$ нм перехода $3p-3s$ и только при наличии газа. В то же время для другой линии иона C^{3+} , соответствующей более высокому уровню возбуждения, «эффект газовой струи» незначителен.

На рис. 6 показана зависимость интенсивности свечения перезарядной линии с $\lambda = 580.1$ нм (первого максимума на рис. 5) от давления водорода перед клапаном. До давления $p \approx 0.3$ бар зависимость имеет прямо пропорциональный характер, как это должно быть при перезарядном взаимодействии в линейном режиме. При большем давлении наблюдается постепенное насыщение свечения. Скорость движения фронта перезарядного свечения V , полученная при регистрации сигнала на различных расстояниях, равна 2.4×10^7 см/с и соответствует

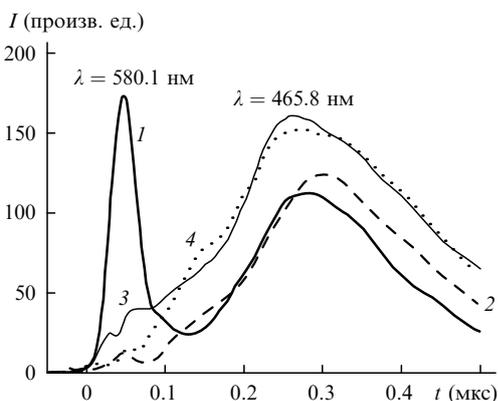


Рис. 5. Интенсивности свечения резонансной (1, 2) и нерезонансной (3, 4) линий при наличии газа (1, 3) и в его отсутствие (2, 4).

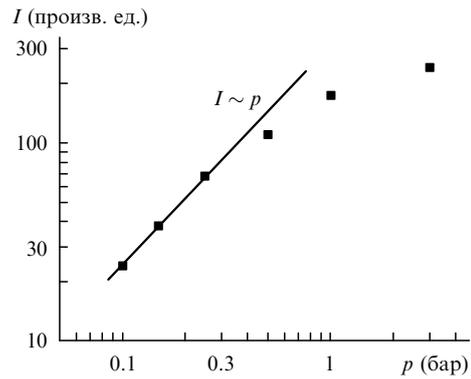


Рис. 6. Зависимости интенсивности свечения перезарядной линии от давления газа перед клапаном.

данным зондовых измерений. При фиксированном положении газового сопла перезарядное свечение наблюдалось в разные моменты времени на расстоянии ± 1 см относительно оси сопла.

Геометрия свечения плазмы, индуцированного ее взаимодействием с газовой струей, отчетливо видна на ЭОП-фотографиях, представленных на рис. 7. Снимки сделаны в момент времени $t = 50$ нс с экспозицией 30 нс и применением интерференционного фильтра на линию с $\lambda = 580.1$ нм. Как и в спектральных измерениях, свечение которого не зависит от присутствия газовой струи, и быстрый поток, который в отсутствие газовой струи не проявляется. Быстрый поток плазмы имеет форму расширяющейся полусферической оболочки. Однако в момент прохождения потока через ось сопла область свечения разбивается на две части — полусферическую на периферии газовой струи и «прямолинейную» вблизи сопла. Сканирование фотографии показывает, что распределение свечения имеет плато длиной 1 см и шириной 0.2 см, в пределах которого изменение интенсивности не превышает 20 %.

С помощью цилиндра Фарадея обнаружено заметное влияние газовой струи на разлет плазмы. На рис. 3 для сравнения показана плотность тока, измеренная при наличии газовой струи ($R = 1.7$ см, $p = 3$ бар). Наблюда-

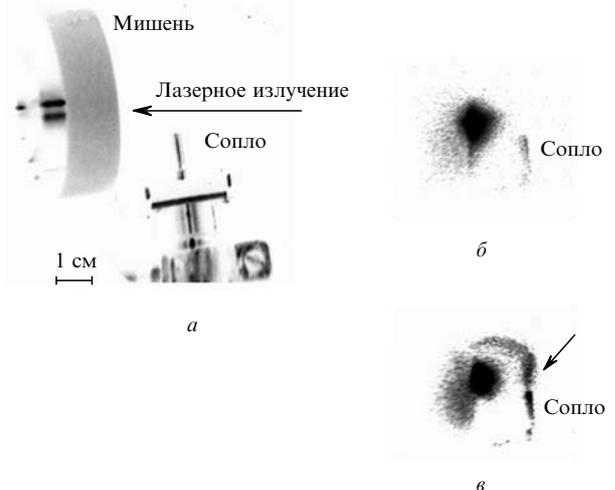


Рис. 7. Статическая фотография узлов экспериментальной установки (а) и фотографии свечения плазмы, полученные с помощью интерференционного фильтра на линию с $\lambda = 580.1$ нм, без газовой струи (б) и при наличии струи (в). Стрелкой на рис. 7, в указана область интенсивного взаимодействия.

ется торможение передней части плазменного потока с потерей примерно 20 % энергии. Интересной особенностью является сохранение полного числа ионов в потоке (интеграл тока). Это указывает на то, что одновременно с перезарядкой ионов плазма увлекает вновь образовавшиеся ионы водорода. В целом влияние газовой струи на сигнал удаленного от мишени зонда тем сильнее, чем больше давление и больше расстояние от мишени до струи.

В эксперименте также использовался широкополосный ВУФ датчик с большим углом зрения, расположенный на расстоянии 150 см от мишени. Сигнал датчика по времени соответствовал свечению быстрого потока плазмы. В присутствии газовой струи амплитуда сигнала менялась незначительно. Это указывает на то, что в реализованном режиме взаимодействия нагрев плазмы и газа незначителен и ударная волна отсутствует. Данный вывод подтверждается также спектральными измерениями интенсивности континуума, которая определяется тормозным излучением и, следовательно, температурой электронов.

В дальнейшем планируются эксперименты по перезарядке ионов C^{6+} с возможной генерацией излучения на переходах $3d-2p$ ($\lambda = 18.2$ нм) и $4d-2p$ ($\lambda = 13.5$ нм) иона C^{5+} [8]. Данный ион в видимой части спектра имеет линию с $\lambda = 529$ нм (переход 8-7). Измерения в настоящем эксперименте показали, что в медленном потоке плазмы (второй максимум на рис.5) интенсивность линии иона C^{5+} превышает интенсивности других линий. При наличии газовой струи, как и для линии с $\lambda = 580.1$ нм, наблюдалось появление значительного свечения, соответствующего быстрому потоку плазмы.

4. Обсуждение результатов и выводы

Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что была реализована резонансная перезарядная накачка при концентрации как ионов, так и нейтральных частиц не менее 10^{16} см $^{-3}$. При этом если в экспериментах по разлету плазмы в газовую атмосферу при сравнимых параметрах (энергия лазерного импульса более 10 Дж, концентрация газа более 10^{16} см $^{-3}$) наблюдалось возникновение ударной волны в газе, которая не позволяла достигнуть эффективной перезарядки, то применение локализованной газовой струи устранило эту проблему. Согласно гипотезе авторов [4], именно наличие плотного газа непосредственно вблизи поверхности мишени значительно облегчает генерацию ударной волны.

Отклонение от линейного режима перезарядки происходит, согласно рис.6, при давлении перед клапаном 0.3 бар. При этом концентрация газа в струе в пределах ± 1 см от края сопла оценивается как 10^{15} см $^{-3}$. Это соответствует тому, что длина перезарядки ионов $(n_a \sigma)^{-1} \approx 0.4$ см (где n_a – концентрация атомов) становится сравнимой с шириной фронта плазмы (~ 0.3 см на расстоянии от мишени 1.7 см). При давлении 3 бар и концентрации водорода в струе 10^{16} см $^{-3}$ длина перезарядки значительно меньше как ширины газовой струи L ($L \approx 1$ см), так и ширины фронта плазмы. Взаимодействие в этом случае описывается полным числом нейтральных частиц на пути пролета плазмы $N_a = n_a L$ и числом ионов, пролетающих через единичную площадку за время Δt , в течение которого поток достигает максимума, $N_i = n_i \times V \Delta t$, где n_i – концентрация ионов [3]. Эффективная накачка воз-

можно, только если эти величины примерно равны, т. е. когда происходит полная взаимная перезарядка и ионов, и нейтральных частиц. Такой режим был реализован при расположении газовой струи на расстоянии 1.7 см от мишени и давлении перед клапаном 3 бар. Из рис.7 видно, что ширина области интенсивной перезарядки 0.3 см примерно равна ширине фронта плазмы.

Эффект торможения плазменного потока с сохранением полного заряда при пролете через газовую струю требует объяснения. В результате перезарядки заряд плазмы должен уменьшиться не менее чем на 50 %. Газокинетическими и кулоновскими столкновениями между ионами можно объяснить потерю энергии, но не сохранение заряда, поскольку образовавшиеся в газовой струе ионы водорода будут рассеиваться, а не увлекаться потоком плазмы строго вдоль направления движения ионов. Причина этого заключается в кулоновских столкновениях электронов, движущихся с плазмой, на неподвижных ионах газовой струи, образовавшихся в результате перезарядки. Сила трения компенсируется возникающим электрическим полем. Разность потенциалов $m_e V L / \tau_{ei}$ (где m_e – масса электрона, τ_{ei} – время электрон-ионных столкновений) оценивается при температуре электронов $T_e \approx 5$ эВ как ~ 300 эВ и достаточна для увеличения скорости протона до 2.5×10^7 см/с. Заметим, что длина пробега по ион-ионным и ион-атомным столкновениям оценивается как ~ 1 см. Она сравнима с шириной газовой струи, но недостаточна для существенного столкновительного взаимодействия. В то же время зондовые измерения при пролете плазмы через однородную газовую среду с низкой плотностью (2×10^{13} см $^{-3}$) показали обратную тенденцию – уменьшение полного заряда без изменения скорости движения плазмы, что характерно для обычного режима линейной перезарядки.

Проведенное исследование показало перспективность планируемого эксперимента по генерации излучения в мягком рентгеновском диапазоне спектра на переходе иона C^{5+} . Использование фокального пятна в форме прямоугольника размером 1×0.1 см, энергии лазерного импульса 200 Дж и конического сверхзвукового сопла позволит как увеличить концентрацию реагентов, так и сформировать еще более локализованную область взаимодействия с выделенным направлением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-17388).

1. Виноградов А.В., Собельман И.И. *ЖЭТФ*, **63** (6), 2113 (1972).
2. Элтон Р. *Рентгеновские лазеры* (М.: Мир, 1994).
3. Шайхисламов И.Ф. *ЖПМТФ*, **41**, 11 (2000).
4. Ponomarenko A.G., Shaikhislamov I.F., Zakharov Yu.P., Antonov V.M., Posukh V.G., Melekhov A.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31** (17), 2117 (1998).
5. Ruhl F., Aschke L., Kunze H.-J. *Phys. Lett. A*, **225**, 107 (1997).
6. Vorontsov V.A., Born M., Shaikhislamov I.F., Chichkov B.N., Wellegehausen B. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 3865 (2003).
7. Vorontsov V.A., Born M., Shaikhislamov I.F., Chichkov B.N., Wellegehausen B. *Appl. Phys. B*, **78**, 979 (2004).
8. Shaikhislamov I.F., Vorontsov V.A., Born M., Chichkov B.N., Wellegehausen B. *Opt. Commun.*, **261**, 97 (2006).
9. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **36** (6), 549 (2006).
10. Rocca J.J. *Proc. 8th Int. Conf. on X-Ray Lasers* (Aspen, Colorado, AIP Conf. Proc., 2002).
11. Hoekstra R., De Heer F.J., Morgenstern R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**, 81S (1991).