

07; 10

© 1991

108.9 нм Хе ОЖЕ ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ
„АТОМНЫМ” ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ПУЧКА ПРОТОНОВ

А.Д. А н д р е е в, В.В. Р ы ж о в

1. Одним из способов создания инверсной заселенности на переходах между уровнями многозарядных ионов благородных газов является резонансная фотоионизация одной из внутренних подоболочек нейтрального атома с последующими быстрыми Оже-переходами [1]. Возможность такого механизма создания инверсии следует из благоприятного соотношения вероятностей Оже-переходов на отдельные уровни образующегося иона и времен жизни этих уровней. В одной из предложенных схем, реализующих идею рентгеновского Оже-лазера такого типа, кванты мягкого рентгеновского излучения (МРИ) ионизуют внутреннюю $4d$ оболочку нейтрального Хе I. Образованный в результате этого процесса ион Хе II $4d^9 5s^2 5p^6 - D_{3/2}, 5/2$ за счет быстрого Оже-распада переходит в различные возбужденные состояния Хе III $5s^0 5p^6 - ^1S_0$ и $5s^1 5p^5 - P_i$.

Первые эксперименты по получению лазерной генерации на Оже-переходах иона Хе III были проведены с использованием МРИ лазерной плазмы [2, 3], создаваемой сфокусированным на танталовой мишени излучением Nd^2 -лазера. В этих экспериментах регистрировалось излучение на волне 108.9 нм с коэффициентом усиления $\approx 0.8 \text{ см}^{-1}$ и КПД лазерной генерации $\approx 10^{-4}$. В более поздних работах [4] по запуску лазера такого же типа с использованием менее мощного Nd^2 -лазера, коэффициент усиления составил 2.3 см^{-1} , а КПД лазерной генерации $5 \cdot 10^{-6}$.

2. Известно, что спектр „атомного” тормозного излучения (АТИ) заряженной частицы на ксеноне [5], так же как сечение фотоионизации $4d$ подоболочки ксенона [6], характеризуются максимумами в области энергий, соответствующей потенциалам ионизации $4d$ подоболочки. Эту интересную физическую закономерность соответствия максимумов интенсивности АТИ на ксеноне и сечения фотоабсорбции его $4d$ подоболочкой можно использовать для реализации схемы резонансной фотонакачки рабочих уровней Хе Оже-лазера [7]. Другими словами, создав достаточно интенсивный источник „атомного” „ксенонового” ТИ, можно добиться селективной фотоионизации электронов $4d$ подоболочки ксенона, являющейся первым этапом в цепочке кинетических процессов, ведущих к созданию инверсной заселенности на Оже-переходах двукратно ионизо-

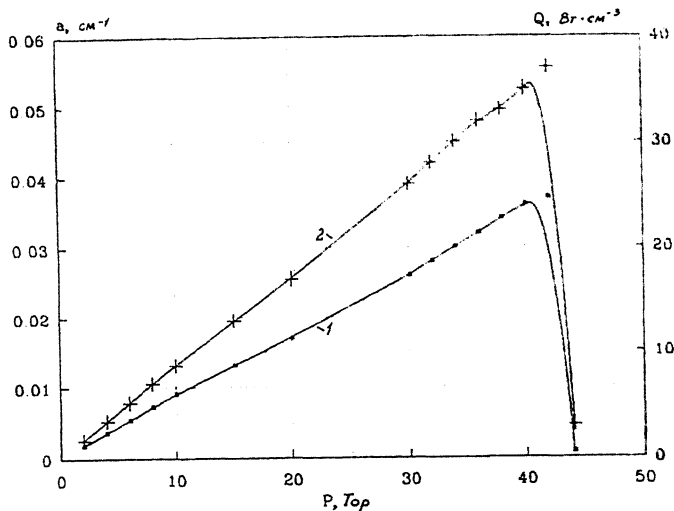


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления α (1) и мощности спонтанного излучения Q (2) на длине волны 108.9 нм от давления ксенона P . Плотность тока пучка протонов $j = 15 \text{ кА/см}^2$.

ванного иона ксенона. Наиболее просто такой способ накачки может быть осуществлен при объединении источника АТИ и области возбуждения лазера в одной газовой области.

Как показали проведенные ранее эксперименты с лазерами такого типа [2-4], максимальная эффективность их работы достигается при давлениях газа в несколько Торр, когда не происходит интенсивного тушения лазерных уровней. При накачке ксенона с давлениями в единицы Торр, можно подобрать такие параметры ионного пучка, при которых в области поглощения еще не создается высокотемпературная плазма, сама по себе являющаяся интенсивным источником МРИ. В таких режимах накачка уровней Оже-лазера будет производиться лишь квантами АТИ пучка. Кроме того, при таких давлениях газа, когда полный пробег высокоэнергетичного протона равен ≈ 1 м, за счет воозбуждения больших объемов газа можно перейти к режиму сверхизлучения (усиленного спонтанного излучения).

3. Расчет характеристик излучения Хе Оже-лазера проводился с использованием разработанного пакета программ, позволяющего моделировать работу таких лазерных систем, начиная с ввода энергии пучка в газ и кончая выходом лазерного излучения. Полный самосогласованный расчет лазера начинается с определения плотности мощности, вкладываемой пучком в газовую смесь, мощности АТИ всего ионно-электронного каскада и скоростей накачки лазерных уровней квантами МРИ. Расчет необходимых для этого сечений

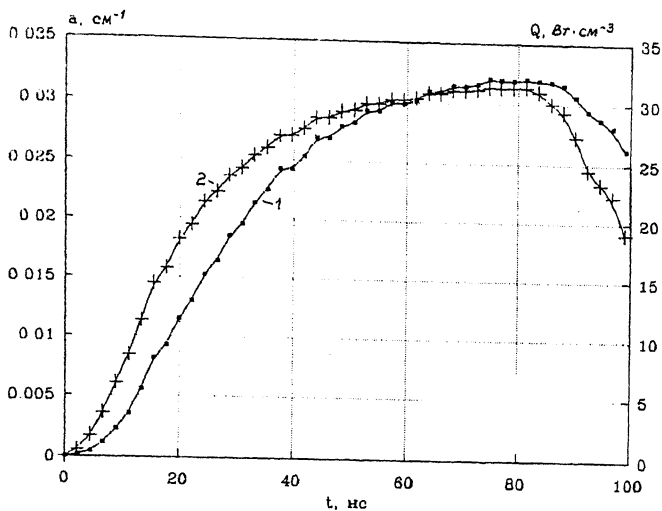


Рис. 2. Временная зависимость коэффициента усиления α (1) и мощности спонтанного излучения Q (2) на длине волны 108.9 нм. Плотность тока пучка протонов $j = 15 \text{ кА/см}^2$, длительность импульса 100 нс, давление ксенона 35 Тор.

АТИ высокоэнергетчных ионов на атоме Хе проводился с использованием аналитических формул из [5]. Для определения параметров излучения на длине волны 108.9 нм решалась система дифференциальных уравнений, описывающих временную кинетику лазерных уровней. Необходимые для этого константы процессов и времена жизни отдельных уровней брались из [3].

Для определения коэффициента усиления α и мощности спонтанного излучения Q на длине волны 108.9 нм использовался модельный прямоугольный импульс накачки, соответствующий плотностям тока пучка протонов $\approx 15 \text{ кА/см}^2$, плотности мощности $\approx 1.3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ и длительности 100 нс [8]. На рис. 1 приведены зависимости величин α и Q от давления Хе в рабочей области лазера. Максимум эффективности, по результатам расчетов, достигается при давлении порядка 30–40 Тор. При этом достигает значений $\approx 0.04\text{--}0.05 \text{ см}^{-1}$, мощность спонтанного излучения $\approx 30 \text{ Вт/см}^3$. В экспериментах с лазерной плазмой максимум эффективности достигался при давлениях $\approx 3\text{--}4$ Тор. Различия между нашими расчетами и экспериментом [4] обусловлен тем, что мы не учитываем процессы тушения лазерных уровней свободными электронами плазмы. Это упрощение оправдано при небольших объемных плотностях мощности энергоклада в газ. На рис. 2 приведены временные зависимости величин α и Q в течение импульса накачки при оптимальном давлении газа 35 Тор. Коэффициент усиления и мощность спонтанного излучения увеличиваются в течение импульса, достигают насыщения и спадают с прекращением

импульса накачки. Выше мы отметили, что в схеме на пучках ионов возможно возбуждение больших объемов газа. При длине области возбуждения ≈ 1 м возможно получение усиления в $\approx \exp(0.04 \times 100)$ раз.

4. Проведенные расчеты показывают, что при накачке активной среды Хе Оже-лазера квантами АТИ, образованными при торможении пучка протонов, возможно создание инверсной заселенности на Оже-переходах двукратно ионизованного иона ксенона. При этом параметры источника высокоэнергетичных протонов, используемого в расчетах, соответствовали параметрам ускорителя ионов с магнито-изолированным диодом, разработанного в ИЯФ при ТПИ [8]. Максимальный коэффициент усиления предложенной схемы равен $\approx 0.04 \text{ см}^{-1}$, а коэффициент конверсии энергии пучка в энергию квантов с $\lambda = 108.9$ нм равен $\approx 10^{-7}$. Основным преимуществом пучковой накачки является возможность возбуждения больших объемов газа и получения режима сверхизлучения. Проведенные оценки свидетельствуют, что в этом случае можно добиться увеличения мощности лазерного излучения $\approx \exp(4)$ раз.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D u g u a y M.A. Rep. SAND 75-5591, 1975. Sandia Laboratories, Albuquerque, N. M.
- [2] К а р т е у н Н.С., L e e R.W., F a l c o n e R.W. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 23. P. 2393-2942.
- [3] К а р т е у н Н.С., F a l c o n e R.W. // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. N 6. P. 2033-2038.
- [4] Y i n G.-Y., B a r t y C.P., K i n g D.A., W a l k e r D.J., H a r r i s S.E., Y o u n g J.F. // Opt. Lett. 1987. V. 12. N 5. P. 331-333.
- [5] А м у с ь я М.Я., Б у й м и с т р о в В.М., З о н Б.А. и др. Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. М.: Наука, 1987. С. 335.
- [6] А м у с ь я М.Я. Атомный фотоэффект. М.: Наука, 1987. С. 272.
- [7] A n d r e e v A.D., R y z h o v V.V. 2nd Int. Colloquim X-ray Lasers: Conference Handbook (17-21 September). York, UK, 1990. P. 37.
- [8] А н а н ь и н П.С., К а р л о в В.Б., К р а с и н Я.Е., П а у л ь Е.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 10. С. 143-147.

Институт сильноточной
электроники СО АН СССР,
Томск

Поступило в Редакцию
24 апреля 1991 г.