

О возможности получения генерации на ионных молекулах $\text{Ne}^+ \text{Ar}$ при накачке инертных газов жестким ионизатором

А.М.Бойченко, С.И.Яковленко

Построена кинетическая модель релаксации смеси $\text{Ne}-\text{Ar}-\text{Kr}$ при накачке жестким ионизатором применительно к анализу возможности генерации излучения в ионных эксиплексах инертных газов на переходе $\text{Ne}^+ \text{Ar} \rightarrow \text{NeAr}^+$. При использовании характерных скоростей плазмохимических реакций расчеты показывают, что генерация возможна, но трудноосуществима – необходимы большие давления (выше 16 атм) и большие плотности накачки ($\sim 1 \text{ МВт/см}^3$). В самых оптимистических случаях эффективность генерации будет находиться в диапазоне 0.05–0.25 %.

Ключевые слова: инертные газы, жесткий ионизатор, кинетическая модель релаксации.

Введение

Начало исследования излучения на переходах ионных эксиплексов было положено в работе [1]. Большая совокупность полос излучения в смесях инертных газов очень хорошо объяснялась переходами



где молекулярные состояния $\text{R}^+ \text{R}'$ асимптотически соответствуют состояниям $\text{R}^+ + \text{R}'$, а RR'^+ – состояниям $\text{R} + \text{R}'^+$; здесь R, R' – атомы инертных газов, причем потенциал ионизации элемента R больше потенциала ионизации элемента R' . Анализируемый в настоящей работе лазер принадлежит к одной из разновидностей плазменных лазеров [2]. Впервые генерацию на ионных эксиплексах предлагалось получить в [3, 4]. Исследования ионных эксиплексов (не только инертных газов) продолжаются [5–9], но генерация пока не получена. Такие лазеры обладали бы одним из существенных преимуществ – неагрессивной средой.

Рассмотрим кинетику формирования активной среды с целью выявления условий генерации на примере эксиплекса $\text{Ne}^+ \text{Ar}$.

1. Выбор молекулы

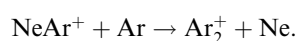
Спектры систем $\text{R}^+ \text{R}'$ лежат либо в видимом диапазоне длин волн – $\text{Ne}^+ \text{Ne}$ (409.8, 423.6 нм), $\text{Ar}^+ \text{Xe}$ (329–545 нм), $\text{Ar}^+ \text{Kr}$ (635.1 нм), $\text{Kr}^+ \text{Xe}$ (459.0 нм), либо в вакуумно-УФ (ВУФ) области спектра – $\text{Ne}^+ \text{Ar}$ (142.6, 145.7 нм), $\text{Ne}^+ \text{Kr}$ (119.3, 127.6 нм), $\text{Ne}^+ \text{Xe}$ (101.5, 113.9 нм), $\text{Ne}^+ \text{Ar}$ (213–224 нм), $\text{Ne}^+ \text{Kr}$ (164–183 нм), $\text{Ne}^+ \text{Xe}$ (133–156 нм).

В качестве объекта исследования была выбрана ионная молекула $\text{Ne}^+ \text{Ar}$. Для обеспечения благоприятных условий генерации желательно, чтобы энергетическая разность уровней $\text{R}^+ \text{R}'$ и RR'^+ была большой (см. ниже п. 2). Однако с уменьшением длины волны излучения в ВУФ

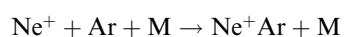
диапазоне увеличиваются трудности, связанные с производством оптических элементов, в частности зеркал резонатора. По этим причинам была выбрана молекула $\text{Ne}^+ \text{Ar}$, длины волн излучения которой (216, 224 нм) являются максимальными среди длин волн излучения молекул второй группы ионных эксиплексов, но при этом поглощение возбужденной среды на данных длинах волн все еще мало [10, 11].

2. Выбор лазерной смеси

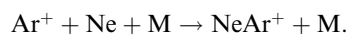
Обсудим кратко трудности получения генерации и возможные условия, которые могут существенно его облегчить. С точки зрения простоты наиболее удобной была бы бинарная смесь $\text{Ne} - \text{Ar}$. Однако в этом случае единственной реакцией, опустошающей нижний уровень NeAr^+ , могла бы быть реакция замещения



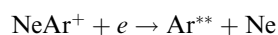
Максимальная скорость реакций данного вида находится в диапазоне $10^{-10} - 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$. С другой стороны, скорость данной реакции может быть и пренебрежимо мала. В этом случае генерация будет просто невозможна, поскольку скорость реакции образования верхнего уровня $\text{Ne}^+ \text{Ar}$



(где $\text{M} = \text{Ne}, \text{Ar}$) скорее всего не превышает скорости образования нижнего уровня NeAr^+

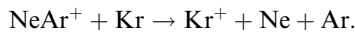


Конечно, диссоциативная рекомбинация

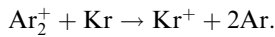


также может опустошать нижний уровень, но она же с примерно аналогичной эффективностью будет опустошать и верхний уровень. Таким образом, бинарная смесь, по-видимому, для наших целей не подойдет.

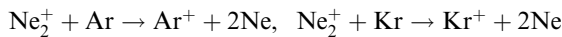
Наиболее простой смесью, отличной от бинарной, будет тройная смесь Ne – Ar – Kr. Очистка нижнего состояния в этом случае будет осуществляться в реакции



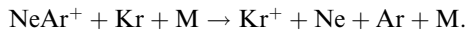
Предельная скорость реакций данного вида также имеет порядок $10^{-10} - 10^{-9}$ см³/с. Например, хорошо известна реакция, являющаяся основной в описании эксиплексно-го KrF-лазера,



Ее скорость составляет $7.8 \cdot 10^{-10}$ см³/с [12], но и здесь возможны аномалии. Например, скорости реакций

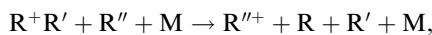


соответственно меньше $5 \cdot 10^{-14}$ и $5 \cdot 10^{-13}$ см³/с [12]. Для трехчастичных реакций подобные аномальные случаи обычно не реализуются, поэтому очистка нижнего уровня может проходить в реакциях



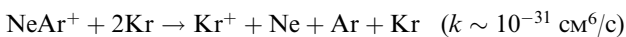
Согласно работам [13–16], скорости подобных реакций должны иметь порядок нескольких единиц 10^{-30} см⁶/с. Эти скорости широко используются при моделировании эксиплексных инертно-галогидных лазеров. Однако данные скорости представляются завышенными примерно на порядок [17], поэтому мы будем ориентироваться на скорость 10^{-31} см⁶/с.

Реакция очистки идет эффективней, если разница энергий RR'^+ и R''^+ минимальна. Именно поэтому в качестве R'' мы взяли Kr, а не, например, Xe. С другой стороны, чтобы очистка верхнего уровня не была эффективной в реакции

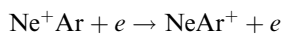


необходимо, чтобы разница энергий $\text{R}^+\text{R}'$ и R''^+ была как можно больше. Отметим, что именно здесь использовано упомянутое выше условие большой разницы энергий уровней $\text{R}^+\text{R}'$ и RR'^+ .

Перейдем теперь к рассмотрению условий, при которых может реализоваться генерация. Радиационное время жизни верхнего состояния Ne^+Ar есть $A^{-1} \approx 10$ нс. Чтобы в реакции



скорость очистки нижнего состояния превышала скорость радиационного распада в 10 раз ($k[\text{Kr}]^2 \sim 10A$), необходимо, чтобы концентрация Kr составляла $\sim 10^{20}$ см⁻³. Скорость k_1 тушения верхних рабочих уровней электронами в реакции



по порядку величины составляет $\sim 10^{-7}$ см³/с, поэтому для того, чтобы тушение электронами не давало существенного вклада в паразитную очистку верхнего уровня, необходимо, чтобы скорость тушения верхних рабочих уровней не превышала скорости радиационного распада

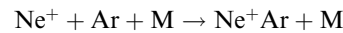
$$k_1 N_e \sim A, \quad N_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Исходя из этого можно оценить предельную частоту ионизации (см. ниже), при которой будет реализована данная плотность электронов:

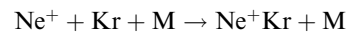
$$\nu[\text{Kr}] \sim k_d N_e^2 \sim 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

Здесь $k_d \sim 10^{-7}$ см³/с – скорость диссоциативной рекомбинации.

Верхнее состояние будет заселяться в реакциях



(где M = Ne, Ar, Kr). Принимая скорости этих реакций равными, получаем, что концентрации Ne и Ar должны быть не меньше концентрации Kr, иначе либо в активной среде будет мало нарабатываться ионов Ne^+ , либо эффективность реакций накачки будет слабой. Однако следует помнить, что кроме упомянутых реакций будут реализовываться также реакции



(где M = Ne, Ar, Kr), поэтому необходимо, чтобы $[\text{Ar}] > [\text{Kr}]$. Кроме того, для эффективной наработки ионов Ne^+ необходимо также, чтобы $[\text{Ne}] > [\text{Ar}]$. Итак, окончательно имеем условие для концентраций:

$$[\text{Ne}] > [\text{Ar}] > [\text{Kr}] \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}.$$

Видно, что при этом общее давление среды превышает 10 атм.

3. Кинетическая модель

Ниже мы будем ориентироваться на накачку среды пучком электронов. При рассмотрении накачки среды жестким ионизатором (в частности, и электронным пучком) удельную мощность накачки удобно характеризовать частотой ионизации среды [2, 18]

$$\nu = \xi \frac{\sigma(E)j}{e},$$

где σ – сечение ионизации атомов; j – плотность тока пучка; e – заряд электрона; $\xi \approx 2$ – множитель, учитывающий вклад ионизационного каскада. Аналогично вводились частоты возбуждения атомов пучком из основного состояния. Связь удельной мощности энерговклада и частоты ионизации определяется выражением

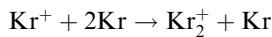
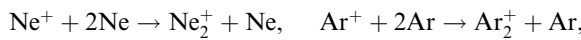
$$W = \sum_i \nu_i N_i E_{\text{pair}}^i,$$

где W – удельная мощность энерговклада в среду; N_i – концентрации ионизируемых атомов среды и E_{pair}^i – энергия, затрачиваемая на образование электрон-ионной пары при прохождении электрона пучка в среде до полной остановки для каждого сорта атомов смеси i . Длительность импульса накачки на полувысоте $\tau_{1/2}$ выбиралась превышающей 200 нс.

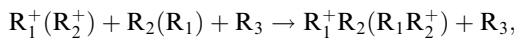
В модели самосогласованно решались уравнения для зависимости от времени электронной и газовой температур, а также концентраций реагентов Ne^+Ar , NeAr^+ , Ne^+Kr , NeKr^+ , Ar^+Kr , ArKr^+ , Kr^* , Kr^{**} , Kr_2^* , Kr_2^{**} , Kr^+ ,

Kr₂⁺, Ar⁺, Ar₂⁺, Ar^{*}, Ar^{**}, Ar₂^{*}, Ar₂^{**}, Ne⁺, Ne₂⁺, Ne^{*}, Ne^{**}, Ne₂^{*} и свободных электронов. Здесь звездочки означают совокупность нижних возбужденных электронных состояний [10, 11, 18–21]. При создании модели мы в основном опирались на кинетические реакции, использовавшиеся нами ранее при моделировании XeCl- (смесь Ne–Ar–HCl) [18, 19] и ArF-лазеров (смесь Ne–Ar–F₂) [10, 11], излучения бинарной смеси Kr–Xe [20], а также при моделировании эксиплексной KrCl-лампы (смесь Ne–Kr–HCl) [21, 22]. В связи с этим мы остановимся на реакциях, связанных с кинетикой молекулярных ионов. Система уравнений (~110 реакций) решалась численно с помощью пакета программ ПЛАЗЕР [18].

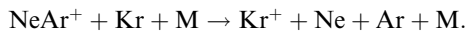
Для реакций



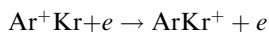
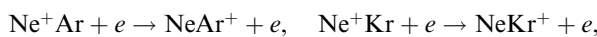
скорости достаточно хорошо известны и составляют соответственно $0.6 \cdot 10^{-31}$, $2.5 \cdot 10^{-31}$ и $2.5 \cdot 10^{-31}$ см⁶/с; эти скорости и использовались в модели. Данные значения согласуются со скоростями, полученными из теории Томсона. Для реакций вида



где R₁, R₂, R₃ могут быть любыми из Ne, Ar, Kr, но такими, чтобы все три реагента не были идентичными, скорости выбирались равными 10^{-31} см⁶/с. Не видно веских причин для сильного отклонения этих скоростей от приведенного значения. Точное вычисление этих скоростей, по-видимому, выходит за рамки погрешности использованной модели, поэтому для всех таких реакций выбирались одно и то же значение скорости. Такими же выбирались и скорости реакций



Скорость тушения ионных эксимеров электронами



бралась равной $2 \cdot 10^{-7}$ см³/с. Скорости диссоциативной рекомбинации ионов Ne⁺Ar, NeAr⁺, Ne⁺Kr, NeKr⁺, Ar⁺Kr, ArKr⁺ составляли $T_e^{-1/2} 10^{-7}$ см³/с, где T_e взято в электронвольтах.

В качестве сечений поглощения различных компонентов на длинах волн 210–220 нм использовались сечения из наших работ по моделированию ArF- (193 нм) [10, 11] и KrCl-лазеров (222 нм). Сечения поглощения ионов Ne₂⁺, Ar₂⁺, Kr₂⁺ бралась в соответствии с работой [23], сечения R⁺R' или RR'⁺ принимались близкими к наибольшим из сечений R₂⁺ или R₂'⁺.

Ширина полос излучения молекул Ne⁺Ar на полувысоте Δλ составляет примерно 2 нм [8]. Сечение вынужденного излучения вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\Delta\omega} A.$$

Здесь λ – длина волны излучения; Δω – ширина излучаемой полосы; A – вероятность радиационного распада молекулы Ne⁺Ar. Обсужденные выше кинетические реак-

ции ионных молекулярных состояний и их скорости, а также сечения поглощения компонент возбужденной среды приведены в табл.1.

Табл.1. Исползовавшиеся при моделировании реакции с участием ионов, их скорости и сечения поглощения излучения различными компонентами возбужденной среды; n – число атомов, участвующих в реакции. При подстановке в формулы температуры электронов и газа T_e и T_g должны браться в электронвольтах.

| № | Реакция | Скорость (см ⁿ⁻¹ /с) | Сечение (см ²) |
|---|---|--|----------------------------|
| Радиационный распад | | | |
| 1 | Ne ⁺ Ar → NeAr ⁺ | 10 ⁸ | – |
| 2 | Ne ⁺ Kr → NeKr ⁺ | 10 ⁸ | – |
| 3 | Ar ⁺ Kr → ArKr ⁺ | 10 ⁸ | – |
| Тушение электронами | | | |
| 4 | Ne ⁺ Ar + e → NeAr ⁺ + e | 2·10 ⁻⁷ | – |
| 5 | Ne ⁺ Kr + e → NeKr ⁺ + e | 2·10 ⁻⁷ | – |
| 6 | Ar ⁺ Kr + e → ArKr ⁺ + e | 2·10 ⁻⁷ | – |
| Диссоциативная рекомбинация | | | |
| 7 | NeAr ⁺ + e → Ar ^{**} + Ne | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 8 | NeKr ⁺ + e → Kr ^{**} + Ne | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 9 | ArKr ⁺ + e → Kr ^{**} + Ar | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 10 | Ne ⁺ Ar + e → Ne ^{**} + Ar | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 11 | Ne ⁺ Kr + e → Ne ^{**} + Kr | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 12 | Ar ⁺ Kr + e → Ar ^{**} + Kr | 10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| 13 | Ne ₂ ⁺ + e → Ne [*] + Ne | 3.7·10 ⁻⁸ T _e ^{-0.43} | – |
| 14 | Ar ₂ ⁺ + e → Ar ^{**} + Ar | 6.5·10 ⁻⁸ T _e ^{-0.67} | – |
| 15 | Kr ₂ ⁺ + e → Kr ^{**} + Kr | 1.6·10 ⁻⁷ T _e ^{-1/2} | – |
| Образование молекулярных ионов в трехчастичных реакциях | | | |
| 16 | Ne ⁺ + 2Ne → Ne ₂ ⁺ + Ne | 3.9·10 ⁻³³ T _g ^{-0.75} | – |
| 17 | Ar ⁺ + 2Ar → Ar ₂ ⁺ + Ar | 1.62·10 ⁻³² T _g ^{-0.75} | – |
| 18 | Kr ⁺ + 2Kr → Kr ₂ ⁺ + Kr | 1.62·10 ⁻³² T _g ^{-0.75} | – |
| 19 | Ne ⁺ + 2Ar → Ne ⁺ Ar + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 20 | Ne ⁺ + Ne + Ar → Ne ⁺ Ar + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 21 | Ne ⁺ + Ne + Ar → Ne ₂ ⁺ + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 22 | Ne ⁺ + Ne + Kr → Ne ₂ ⁺ + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 23 | Ne ⁺ + Kr + Ne → Ne ⁺ Kr + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 24 | Ne ⁺ + 2Kr → Ne ⁺ Kr + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 25 | Ne ⁺ + Kr + Ar → Ne ⁺ Kr + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 26 | Ne ⁺ + Kr + Ar → Ne ⁺ Ar + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 27 | Ar ⁺ + 2Ne → NeAr ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 28 | Ar ⁺ + Ne + Ar → NeAr ⁺ + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 29 | Ar ⁺ + Ne + Ar → Ar ₂ ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 30 | Ar ⁺ + Ne + Kr → NeAr ⁺ + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 31 | Ar ⁺ + Kr + Ar → Ar ₂ ⁺ + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 32 | Ar ⁺ + Kr + Ar → Ar ⁺ Kr + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 33 | Ar ⁺ + 2Kr → Ar ⁺ Kr + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 34 | Kr ⁺ + 2Ne → NeKr ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 35 | Kr ⁺ + Ne + Ar → NeKr ⁺ + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 36 | Kr ⁺ + Ne + Ar → ArKr ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 37 | Kr ⁺ + 2Ar → ArKr ⁺ + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 38 | Kr ⁺ + Ne + Kr → NeKr ⁺ + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 39 | Kr ⁺ + Ne + Kr → Kr ₂ ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 40 | Kr ⁺ + Kr + Ar → ArKr ⁺ + Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 41 | Kr ⁺ + Kr + Ar → Kr ₂ ⁺ + Ar | 10 ⁻³¹ | – |

(продолжение табл. 1 см. на обороте)

| № | Реакция | Скорость (см ⁿ⁻¹ /с) | Сечение (см ²) |
|---------------------|--|---------------------------------|----------------------------|
| Перезарядка, захват | | | |
| 42 | Ne ⁺ + Ar → Ar ⁺ + Ne | 10 ⁻¹¹ | – |
| 43 | Ne ₂ ⁺ + Ar → Ar ⁺ + 2Ne | 5·10 ⁻¹⁴ | – |
| 44 | Ne ⁺ + Kr → Kr ⁺ + Ne | 10 ⁻¹¹ | – |
| 45 | Ne ₂ ⁺ + Kr → Kr ⁺ + 2Ne | 5·10 ⁻¹³ | – |
| 46 | NeKr ⁺ + Kr → Kr ₂ ⁺ + Ne | 10 ⁻¹¹ | – |
| 47 | Ne ₂ ⁺ + Ne + Kr → Kr ⁺ + 3Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 48 | Ne ₂ ⁺ + Ar + Kr → Kr ⁺ + 2Ne + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 49 | Ne ₂ ⁺ + 2Kr → Kr ⁺ + 2Ne + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 50 | Ne ₂ ⁺ + Ne + Ar → Ar ⁺ + 3Ne | 10 ⁻³¹ | – |
| 51 | Ne ₂ ⁺ + 2Ar → Ar ⁺ + 2Ne + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 52 | Ar ₂ ⁺ + Ne + Kr → Kr ⁺ + Ne + 2Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 53 | Ar ₂ ⁺ + Ar + Kr → Kr ⁺ + 3Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 54 | Ar ₂ ⁺ + 2Kr → Kr ⁺ + 2Ar + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 55 | ArKr ⁺ + Kr → Kr ₂ ⁺ + Ar | 3.2·10 ⁻¹⁰ | – |
| 56 | Ar ₂ ⁺ + Kr → Kr ⁺ + 2Ar | 7.5·10 ⁻¹⁰ | – |
| 57 | Ar ⁺ + Kr → Kr ⁺ + Ar | 3·10 ⁻¹¹ | – |
| 58 | NeAr ⁺ + Ar → Ar ₂ ⁺ + Ne | 10 ⁻¹¹ | – |
| 59 | NeAr ⁺ + Kr → Kr ⁺ + Ne + Ar | 10 ⁻¹⁰ | – |
| 60 | NeAr ⁺ + 2Kr → Kr ⁺ + Ne + Ar + Kr | 10 ⁻³¹ | – |
| 61 | NeAr ⁺ + Kr + Ne → Kr ⁺ + 2Ne + Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| 62 | NeAr ⁺ + Kr + Ar → Kr ⁺ + Ne + 2Ar | 10 ⁻³¹ | – |
| Фотопоглощение | | | |
| 63 | Ne ⁺ Ar + ħω → NeAr ⁺ + 2ħω | – | 1.5·10 ⁻¹⁶ |
| 64 | NeAr ⁺ + ħω → Ne ⁺ Ar | – | 1.5·10 ⁻¹⁶ |
| 65 | Ne ₂ ⁺ + ħω → Ne ⁺ + Ne | – | 0.7·10 ⁻¹⁷ |
| 66 | Ne ⁺ Ar + ħω → Ne ⁺ + Ar | – | 0.5·10 ⁻¹⁷ |
| 67 | Ne ⁺ Kr + ħω → Ne ⁺ + Kr | – | 3.3·10 ⁻¹⁸ |
| 68 | NeAr ⁺ + ħω → Ne + Ar ⁺ | – | 0.5·10 ⁻¹⁷ |
| 69 | NeKr ⁺ + ħω → Ne + Kr ⁺ | – | 3.3·10 ⁻¹⁸ |
| 70 | Ar ⁺ Kr + ħω → Kr + Ar ⁺ | – | 10 ⁻¹⁸ |
| 71 | ArKr ⁺ + ħω → Ar + Kr ⁺ | – | 10 ⁻¹⁸ |
| 72 | Ar ₂ ⁺ + ħω → Ar + Ar ⁺ | – | 2·10 ⁻¹⁸ |
| 73 | Kr ₂ ⁺ + ħω → Kr + Kr ⁺ | – | 3·10 ⁻¹⁹ |
| 74 | Ar ⁺ + ħω → Ar ⁺ + e | – | 10 ⁻¹⁹ |
| 75 | Ar ₂ ⁺ + ħω → Ar ₂ ⁺ + e | – | 0.6·10 ⁻¹⁸ |
| 76 | Ar ₂ ^{**} + ħω → Ar ⁺ + Ar + e | – | 0.4·10 ⁻¹⁷ |
| 77 | Ar ^{**} + ħω → Ar ⁺ + e | – | 3·10 ⁻¹⁸ |
| 78 | Ne ₂ ⁺ + ħω → Ne ₂ ⁺ + e | – | 10 ⁻¹⁸ |
| 79 | Kr ₂ ⁺ + ħω → Kr ₂ ⁺ + e | – | 10 ⁻¹⁸ |
| 80 | Kr [*] + ħω → Kr ⁺ + e | – | 3·10 ⁻¹⁹ |
| 81 | Kr ^{**} + ħω → Kr ⁺ + e | – | 0.5·10 ⁻¹⁷ |
| 82 | Ne [*] + ħω → Ne ⁺ + e | – | 10 ⁻¹⁹ |
| 83 | Ne ^{**} + ħω → Ne ⁺ + e | – | 0.4·10 ⁻¹⁸ |

Если не интересоваться расходимостью излучения, то выходная энергия лазерного излучения довольно хорошо описывается в нульмерном приближении, в котором обратное время жизни фотона в резонаторе

$$\gamma = \frac{c}{2l} \ln \frac{1}{r},$$

где c – скорость света; l – длина возбужденной среды; r – коэффициент отражения резонатора.

Табл.2. Зависимости удельной излученной энергии E и КПД η от длительности импульса накачки при $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, оптимальном при длительности накачки на полувысоте $\tau_{1/2} = 200 \text{ нс}$, $[\text{Ne}] = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Ar}] = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Kr}] = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

| $\tau_{1/2}$ (нс) | E (Дж/л) | η (10 ⁻² %) |
|-------------------|------------|-----------------------------|
| 200 | 0.118 | 5.33·10 ⁻² |
| 300 | 0.236 | 7.12·10 ⁻² |
| 400 | 0.358 | 8.11·10 ⁻² |
| 500 | 0.483 | 8.84·10 ⁻² |
| 1000 | 1.14 | 10.5·10 ⁻² |

4. Обсуждение результатов

Оптимальные энергия и КПД излучения получаются при одних и тех же значениях варьируемых параметров, от которых они зависели, поэтому ниже эти параметры мы будем называть просто оптимальными.

4.1. Пороговые характеристики

Поскольку экспериментально генерация пока не получена, то расчет точных пороговых величин не имеет смысла. Мы ориентировались на выходную удельную энергию лазерного излучения $E = 0.1 \text{ Дж/л}$. Характерные удельные энергии излучения для самых мощных в настоящий момент лазеров УФ диапазона – эксиплексных инертно-галогенных лазеров – составляют несколько джоулей на литр. При частоте ионизации $\nu = 10^3 \text{ с}^{-1}$ удельная выходная энергия $E = 0.12 \text{ Дж/л}$ (при КПД $\eta = 5.33 \cdot 10^{-2} \%$) соответствует концентрациям $[\text{Kr}] = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Ar}] = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $[\text{Ne}] = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и длительности импульса накачки на полувысоте $\tau_{1/2} = 200 \text{ нс}$, а также оптимальному $\gamma = 10^7 - 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. При уменьшении $[\text{Kr}]$, $[\text{Ar}]$ либо $\tau_{1/2}$ в два раза по сравнению с приведенными значениями происходит резкое падение E до $\sim 10^{-2} \text{ Дж/л}$. Уменьшение $[\text{Ne}]$ до $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ приводит к уменьшению E до $0.05 - 0.07 \text{ Дж/л}$, при $[\text{Ne}] = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ имеем $E = 0.001 - 0.004 \text{ Дж/л}$; при оптимизации резонатора в последнем случае можно получить $E \sim 0.01 \text{ Дж/л}$.

4.2. Зависимость E от длительности импульса накачки

С увеличением длительности импульса накачки вплоть до $\tau_{1/2} = 1 \text{ мкс}$ насыщения удельной выходной энергии излучения не наблюдается. Быстрый рост E при переходе от $\tau_{1/2} > 200 \text{ нс}$ к $\tau_{1/2} = 1 \text{ мкс}$ сменяется линейным ростом (табл.2). Данные результаты получены при $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, соответствующем оптимальным энергиям и КПД для $\tau_{1/2} = 200 \text{ нс}$.

4.3. Оптимальные смеси

При $\tau_{1/2} = 200 \text{ нс}$ и $[\text{Kr}] = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ увеличение оптимальных E и η с дальнейшим увеличением концентраций Ar и Ne происходит примерно в следующей пропорции: $[\text{Ar}]/[\text{Ne}]$ от 1/3 до единицы (табл.3, 4). При больших $[\text{Kr}]$

Табл.3. Зависимости удельной излученной энергии, КПД и оптимального γ от концентрации аргона при $\tau_{1/2} = 200 \text{ нс}$, $[\text{Ne}] = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $[\text{Kr}] = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

| $[\text{Ar}]$ (10 ²⁰ см ⁻³) | γ (10 ⁷ с ⁻¹) | E (Дж/л) | η (10 ⁻² %) |
|--|---|------------|-----------------------------|
| 1 | 2 | 0.118 | 5.33 |
| 2 | 2 | 0.349 | 12.2 |
| 4 | 5 | 0.479 | 11.5 |
| 8 | 2 | 0.224 | 3.32 |

Табл.4. Зависимости удельной излученной энергии, КПД и оптимального γ при приблизительно оптимальных значениях $\beta = [Ar]/[Ne]$ и $\tau_{1/2} = 200$ нс для различных значений $[Ne]$.

| [Kr] (10 ²⁰ см ⁻³) | [Ne] (10 ²⁰ см ⁻³) | [Ar] (10 ²⁰ см ⁻³) | E (Дж/л) | η (10 ⁻² %) | γ (10 ⁷ с ⁻¹) |
|--|--|--|--------------------|--------------------------------|--|
| 0.5 | 3 | 1-4 | 0.118-0.479 | 5.33-11.5 | 2-5 |
| | 6 | 2-4 | 0.543-1.16 | 13.5-21.9 | 5 |
| | 12 | 8 | 2.57 | 25.4 | 10 |
| 1.0 | 3 | 1-4 | < 10 ⁻² | - | - |
| | 6 | 2-4 | 0.247-0.66 | 5.59-11.6 | 2-5 |
| | 12 | 8 | 1.66 | 15.6 | 10 |
| 2.0 | 3 | 1-4 | - | - | - |
| | 6 | 2-4 | 0.0612 | 0.942 | 2 |
| | 12 | 8 | 0.54 | 4.73 | 5 |

оптимальное соотношение $[Ar]$ и $[Ne]$ с увеличением давления остается прежним, но в случае фиксированных $[Ar]$ и $[Ne]$ энергия и КПД выходного излучения ниже, чем при $[Kr] = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Для нахождения оптимальных отношений $\beta = [Ar]/[Ne]$ производилась оптимизация по γ при каждом значении β . Коэффициенты усиления k приведены в табл.5.

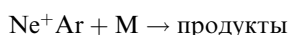
4.4. Зависимости излучательных характеристик от частоты ионизации (энерговклада)

При обсуждавшихся ранее в п.4.1 концентрациях $[Kr] = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $[Ar] = 10^{20}$ см⁻³, $[Ne] = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $\tau_{1/2} = 200$ нс оптимальная частота ионизации по криптону $\nu_{Kr} = 10^3$ с⁻¹ (табл.6); в процессе вычисления данных зависимостей производилась оптимизация по γ при каждом фиксированном значении ν_{Kr} . Оптимум по ν_{Kr} связан с обсуждавшимся выше (разд.3) ростом тушения верхних лазерных уровней электронами с увеличением $\nu > 10^3$ с⁻¹.

4.5. Изменения скоростей реакций

При уменьшении скорости 59-й реакции (табл.1) на порядок, т.е. в случае $k = 10^{-11}$ см³/с, удельная энергия $E \sim 0.1$ Дж/л при $\nu_{Kr} = 10^3$ с⁻¹, $[Kr] = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $[Ar] = 10^{20}$ см⁻³ и $[Ne] = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³ достигалась лишь при $\tau_{1/2} = 500$ нс ($E = 7.3 \cdot 10^{-2}$ Дж/л, $\eta = 1.32 \cdot 10^{-2}$ %); в этом случае γ должно составлять $5 \cdot 10^6$ с⁻¹.

Пока мы не обсуждали реакций тушения вида



(где M = Ne, Ar, Kr). При наличии такого тушения концентрация смеси $[Kr] + [Ar] + [Ne]$ будет ограничена сверх условием

$$\sum_i K_{R_i}[R_i] \leq A, \tag{1}$$

где $R_1 = Kr, R_2 = Ar, R_3 = Ne; [Kr] \sim 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ < $[Ar] = (1/3 - 1)[Ne]$. Чтобы условие (1) не противоречило поро-

Табл.5. Зависимости коэффициента усиления k от давления смеси при примерно оптимальных $\beta = [Ar]/[Ne]$.

| β | [Ne] (10 ²⁰ см ⁻³) | [Ar] (10 ²⁰ см ⁻³) | k (10 ⁻³ см ⁻¹) |
|---------|---|---|--|
| 1/3 | 3 | 1 | 2.26 |
| 2/3 | 3 | 2 | 3.72 |
| 2/3 | 6 | 4 | 6.69 |
| 2/3 | 12 | 8 | 10.2 |

Табл.6. Зависимости удельной излученной энергии, КПД и оптимального γ от частоты ионизации ν (соответствующей частоте ионизации по криптону) при $\tau_{1/2} = 200$ нс, $[Ar] = 10^{20}$ см⁻³, $[Ne] = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $[Kr] = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ ($\nu = 10^3$ с⁻¹ соответствует энерговкладу $W = 1.1$ МВт/см³).

| ν (10 ² с ⁻¹) | E (10 ⁻² Дж/л) | η (%) | γ (10 ⁷ с ⁻¹) |
|--|-----------------------------|-----------------------|---|
| 1 | < 1 | - | - |
| 3 | 7.11 | 1.07·10 ⁻¹ | 0.5 |
| 10 | 11.8 | 5.33·10 ⁻² | 2.0 |
| 30 | 1.21 | 1.82·10 ⁻³ | 0.5 |
| 100 | < 1 | - | - |

говым концентрациям реагентов, найденным в п.4.1, скорости k должны быть существенно меньше 10^{-12} см³/с.

4.6. Рекомендации

Из вышеизложенных результатов видно, что для получения удельной выходной энергии генерации $E \sim 0.1$ Дж/л необходимы достаточно большие концентрации: $[Kr] = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $[Ar] = 10^{20}$ см⁻³ и $[Ne] = 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³. При этом общее давление должно быть не меньше 16.6 атм, а длительность импульса накачки $\tau_{1/2}$ - не меньше 200 нс (лучше, если $\tau_{1/2} \sim 1$ мкс); γ должно находиться в диапазоне $5 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$ с⁻¹. Учитывая, что $\nu_{Ne} \approx 0.32\nu_{Kr}$, а $\nu_{Ar} \approx 0.76\nu_{Kr}$, оптимальная частота ионизации $\nu_{Kr} = 10^3$ с⁻¹ будет соответствовать удельной мощности энерговклада в среду

$$W = \sum_i E_{R_i} \nu_{R_i} [R_i] = 1.1 \text{ МВт/см}^3.$$

Например, при накачке электронным пучком с энергией электронов 200 кэВ для этого необходимо, чтобы плотность тока электронного пучка

$$j \approx e\nu_{Ar}/2\sigma_{Ar} = 61 \text{ А/см}^2.$$

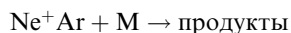
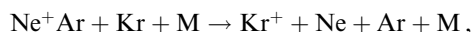
Пробег таких электронов в неоне при давлении 10 атм $R_{Ne} \simeq 6.5$ см, а в Ar при давлении 3.7 атм $R_{Ar} = 10$ см [24]. В обсуждаемых условиях пробег электронов

$$R \sim \left(\frac{1}{R_{Ne}} + \frac{1}{R_{Ar}} \right)^{-1} = 3.9 \text{ см.}$$

Поскольку этот пробег является пробегом вдоль траектории электрона, то ширина возбуждаемой области будет составлять 2-3 см, т.е. реально возможна только поперечная накачка среды.

Выводы

Теоретически проанализированы условия, при которых возможна генерация на ионных эксиплексах инертных газов. В качестве наиболее перспективного для генерации перехода выбран переход $Ne^+Ar \rightarrow NeAr^+$. Определены условия, при которых генерация наиболее вероятна. При построении кинетической модели выбирались значения скоростей, характерные для учитываемых классов реакций. Однако на самом деле значения скоростей могут, конечно, отличаться в ту или иную сторону от характерных. Так, например, скорости реакций 19, 20, 26 (табл.1), приводящих к образованию молекулы Ne^+Ar , могут быть ниже 10^{-31} см³/с, а скорости реакций 27, 28, 30, приводящих к образованию молекулы $NeAr^+$, больше 10^{-31} см³/с, что будет неблагоприятно сказываться на возможности генерации. Кроме того, предполагалось, что реакции тушения верхнего лазерного уровня



(M = Ne, Ar, Kr) не вносят существенного вклада в кинетику, равно как и, возможно, некоторые другие реакции.

Ситуация может сложиться так, что скорости реакций будут отклоняться от характерных значений в неблагоприятную для генерации сторону и(или) окажутся важными вышеприведенные реакции тушения верхнего лазерного уровня. При этом генерация может оказаться вообще невозможной. С другой стороны, даже при благополучном стечении обстоятельств заметная генерация возможна лишь при давлении, не меньшем 16.6 атм. Эффективность генерации η для $E = 0.1 - 2.5$ Дж/л в этом случае мала и составляет 0.05–0.25 %.

1. Tanaka Y., Yoshino K., Freeman D.E. *J.Chem.Phys.*, **62**, 4484 (1975).
2. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М., Атомиздат, 1978).
3. Басов Н.Г., Войтик М.Г., Зуев В.С., Кутахов В.П. *Квантовая электроника*, **12**, 2204 (1985).
4. Басов Н.Г., Войтик М.Г., Зуев В.С., Кутахов В.П. *Квантовая электроника*, **12**, 2213 (1985).
5. Басов Н.Г., Войтик М.Г., Зуев В.С., Клементов А.Д., Кутахов В.П., Пендюр С.А. *Квантовая электроника*, **14**, 185 (1987).
6. Scumann M., Langhoff H. *J.Chem.Phys.*, **101**, 4769 (1994).
7. Tishler H., Delaporte P., Fontaine B., Sents M.L. *IEEE J.Sel.Topics in Quantum Electron.*, **1**, 877 (1995).
8. Hure L., Robert E., Cachoncinlle C., Pouvesle J.M., Wieser J., Ulrich A. *Proc.VIII Int.Symp.Sci.Technol.Light Sources* (Greitswald: INP, 1998).
9. Xing D., Wang Q., Tan S., Ueda K. *Appl.Phys.Letts*, **71**, 2584 (1997).
10. Boichenko A.M., Derzhiev V.I., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **2**, 210 (1992).
11. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 486 (1992).
12. Rhodes C.K. (Ed.) *Excimer lasers* (Berlin: Springer-Verlag, 1984).
13. Lee F.W., Collins C.B., Waller R.A. *J.Chem.Phys.*, **65**, 1605 (1976).
14. Collins C.B., Lee F.W. *J.Chem.Phys.*, **68**, 1391 (1978).
15. Collins C.B., Lee F.W. *J.Chem.Phys.*, **71**, 184 (1979).
16. Collins C.B., Lee F.W. *J.Chem.Phys.*, **72**, 5381 (1980).
17. Boichenko A.M., Karelin A.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **5**, 80 (1995).
18. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г. и др. *Труды ИО-ФАН*, **21**, 44 (1989).
19. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **16**, 278 (1989).
20. Бойченко А.М., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 1172 (1992).
21. Бойченко А.М., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **23**, 344 (1996).
22. Boichenko A.M., Skakun V.S., Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 540 (2000).
23. Wadt W.R. *J.Chem.Phys.*, **73**, 3915 (1980).
24. Stopping powers for electrons and positrons. *Intern.commis. on radiation units and measurments (ICRU), report 37, 7910* (Woodmont Avenue, Bethesda, MD, 20814, USA, 1984).

А.М.Boichenko, S.I.Yakovlenko. The possibility of lasing on Ne⁺Ar ionic molecules pumped by a hard ioniser.

The kinetic model of the relaxation in the Ne–Ar–Kr mixture pumped by a hard ioniser is constructed in connection with the analysis of the possibility of lasing on the Ne⁺Ar → NeAr⁺ transition of the inert-gas ionic exciplexes. The calculations based on the typical rates of plasmachemical reactions demonstrate that the lasing is possible but difficult to realise: one needs high pressures (greater than 16 bar) and high pumping densities (~1 MW cm⁻³). In the most favourable cases, the laser efficiency lies in the interval 0.05–0.25 %.