

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СЖАТОГО КСЕНОНА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВИ. М. Белоусова, Ю. И. Дымищ, А. Г. Кавецкий, В. А. Коробицын
и В. Г. Неверов

Исследованы временные характеристики ВУФ-излучения сжатого ксенона, возбуждаемого электронным пучком с плотностью тока $\sim 500 \text{ А/см}^2$ и энергией электронов $\sim 300 \text{ кэВ}$. Два независимыми способами определено излучательное время жизни эксимера ксенона и получены значения констант скоростей образования и разрушения Xe_2^* . Оценено влияние давления на эффективность преобразования энергии электронного пучка в энергию ВУФ излучения и показано, что в области 2—3 атм эта эффективность максимальна.

Возникший в последнее время интерес к созданию лазеров на эксимерах инертных газов, возбуждаемых пучком быстрых электронов, вызывает необходимость проведения всестороннего изучения активной среды таких лазеров. В работах [2, 7-9] была исследована кинетика элементарных процессов, происходящих в ксеноне при возбуждении его электронным пучком (ЭП). Были определены константы скоростей некоторых реакций, их зависимость от температуры, оценены значения эффективности преобразования энергии пучка в энергию излучения в вакуумной ультрафиолетовой области спектра (ВУФ) при высоких давлениях Хе. Выполненные исследования показали, что плотность тока возбуждающих электронов заметно влияет на вклад различных элементарных процессов в образование и разрушение эксимеров ксенона. Было обнаружено, что при относительно низких плотностях тока пучка ($j < 0.05 \text{ кА/см}^2$) основную роль играют процессы образования и спонтанного излучения молекул Xe_2^* [2, 10], а при высоких ($j > 1 \text{ кА/см}^2$) эффективно проявляются различные процессы безызлучательной дезактивации, в частности реакция Пеннинга [9]. Можно думать, что проведение экспериментов при средних плотностях токов (300—500 А/см^2), как следует из работы [9], позволяет одновременно наблюдать процессы образования и концентрационного тушения.

Настоящая работа посвящена изучению кинетических процессов именно в этой, промежуточной области плотностей токов электронов. В работе представлены результаты экспериментального исследования временного хода люминесценции ксенона, облучаемого ЭП, в широком диапазоне давлений (0.5—14 атм). Проведение этого эксперимента позволило получить некоторые дополнительные данные о скоростях элементарных процессов в ксеноне.

Экспериментальная установка описана в статье [1]. Электронный пучок ($E_{\text{макс.}} \approx 300 \text{ кэВ}$, $I_{\text{макс.}} \approx 1 \text{ кА}$, $j = 500 \text{ А/см}^2$, длительность основного максимума тока на полувысоте $\approx 2 \text{ нс}$) через железо-никелевую фольгу толщиной 20 мкм вводился в кювету высокого давления, наполненную ксеноном. Кювета перед напуском откачивалась до давления $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ с помощью сорбционных угольных насосов. Торцы кюветы были закрыты

окнами из фтористого магния. В данном эксперименте исследовалось интегральное по спектру излучение ксенона в области ВУФ.¹

Излучение регистрировалось двумя способами: либо с помощью солнечно-слепого коаксиального фотоэлемента (ФЭК),² установленного непосредственно на выходе из кюветы, либо в нулевом порядке решетки монохроматора ВМР-2 с помощью высокоточного скоростного фотоэлектронного умножителя типа ЭЛУ-Ф7. Во втором случае, как и в работе [2], ВУФ излучение преобразовывалось в видимое с помощью люмогена желтого. Временное разрешение системы оценивалось величиной ≈ 4 нс и в обоих случаях определялось временными характеристиками осциллографа С1-11.

На рис. 1, а представлены в одном масштабе осциллограммы импульсов ВУФ излучения сжатого ксенона при различных давлениях. Видно, что

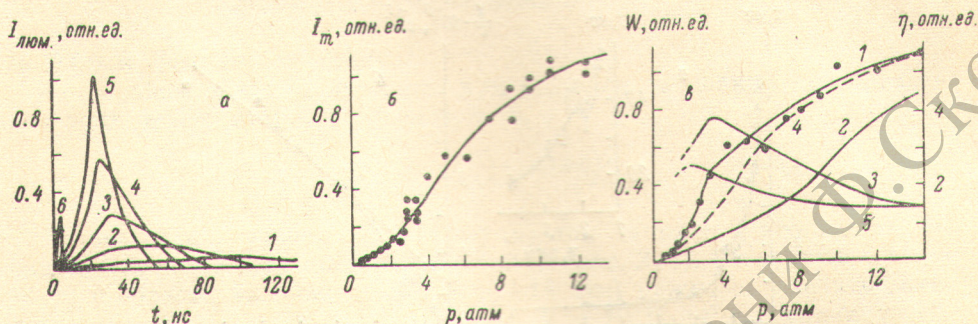


Рис. 1. Приведенные к одному масштабу осциллограммы импульсов люминесценции (а) при давлениях ксенона: 1 — $p=1$, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 5, 5 — 9 атм, 6 — импульс тока электронов пучка; зависимость пиковой мощности люминесценции от давления ксенона (б) и зависимости энергии излучения и эффективности преобразования от давления ксенона: 1 — $W(p)$, 2 — $W_1(p)$, 3 — $\eta(p)$, 4 — $W'_1(p)$, 5 — $\eta'(p)$ (в).

импульс люминесценции ксенона значительно превосходит по длительности импульс накачки. С ростом давления импульс укорачивается: люминесценция быстрее достигает максимума и быстрее затухает, при этом заметно возрастает интенсивность излучения. Зависимость максимальной интенсивности люминесценции (I_m) от давления (p) представлена на рис. 1, б. Быстрый, квадратичный характер изменения I_m с ростом p при малых p ($p < 2$ атм) сменяется более медленным, линейным при $p > 2$ атм, имея тенденцию к насыщению при $p > 10$ атм. Одновременное укорочение импульса приводит к тому, что зависимость энергии излучения (W) от давления носит еще более сложный характер и, как показано на рис. 1, в, при высоких давлениях ($p > 12$ атм) также имеет тенденцию к насыщению. При меньших давлениях на зависимости $W(p)$ можно выделить квадратичный участок (при $p < 3$ атм) и линейный (при $p > 5$ атм).

Одной из причин такого поведения интенсивности и энергии люминесценции с ростом давления может быть то, что с ростом p увеличивается доля энергии ЭП, выделяющаяся в рабочем объеме, стремясь к предельному значению, близкому к единице. Для оценки влияния этого эффекта на наблюдаемые зависимости $I_m(p)$ и $W(p)$ в условиях данного эксперимента (толщина слоя ксенона равна 6 мм, $E_{\max}=300$ кэВ) была рассчитана доля энергии ЭП, выделяющаяся в рабочем объеме кюветы W_1 . Расчет выполнялся методом Монте-Карло способом, описанным в работе [4]. Так как энергетический спектр пучка не был известен, то принималось, что в каждый момент времени пучок является моноэнергетическим, причем энергия электронов равна напряжению (U) на ускорительной трубке.

¹ Выполненные в работе [3] спектральные исследования в диапазоне от 1000 до 7000 Å, показали, что люминесценция сжатого ксенона, возбуждаемого электронным пучком, происходит вблизи 1700 Å в полосе шириной 200 Å.

² ФЭК изготовлен под руководством Л. И. Андреевой.

Напряжение рассчитывалось исходя из известной формы и величины импульса электронного тока (I), при этом полагалось, что $I \sim U^{3/2}$ [5].

Расчетная кривая $W_1(p)$ представлена на рис. 1, в. Видно, что ход кривой $W_1(p)$ отличается от экспериментальной зависимости $W(p)$. Особенности хода кривой $W(p)$ связаны не только с характером зависимости энерговклада ЭП в газ от давления последнего, но обусловлены также особенностями протекания элементарных реакций в ксеноне при различных давлениях. При этом можно предположить, что отличие $W(p)$ от $W_1(p)$ вызвано различием в эффективности преобразования энергии ЭП в энергию излучения. Расчет энергосодержания ЭП позволил выполнить оценку относительной величины эффективности, т. е. $\eta(p) = W(p)/W_1(p)$. $\eta(p)$ также приведена на рис. 1, в. Необходимо отметить существенное

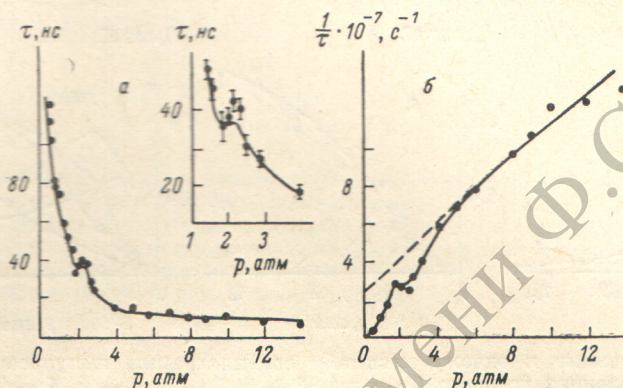
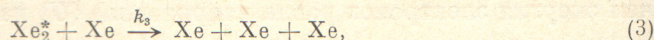
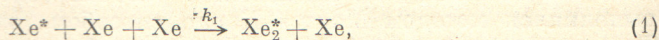


Рис. 2. Зависимость постоянной времени затухания люминесценции от давления ксенона (а) и зависимость $1/\tau$ от давления (б).

увеличение $\eta(p)$ в области 2—3 атм по сравнению с $\eta(p)$ при больших давлениях.

Особый интерес представляют данные о временном ходе импульсов люминесценции. Было обнаружено, что в пределах точности эксперимента спад импульса люминесценции происходит по экспоненциальному закону: $I \sim \exp(-t/\tau)$. Экспериментально найденные значения постоянной времени затухания τ приведены в зависимости от давления ксенона на рис. 2, а. Каждая из точек на этом графике представляет собой среднее из 5—10 измерений. Из этого рисунка видно, что с ростом давления величина τ существенно уменьшается — от 120 нс при $p=0.6$ атм до 8 нс при $p=14$ атм. При этом на зависимости $\tau(p)$ была обнаружена отчетливо наблюдаемая особенность вблизи $p=2$ атм: при 1.7 атм $< p < 2.3$ атм постоянная времени τ зависит от p очень слабо.

Анализ полученных результатов позволяет определить константы скоростей некоторых элементарных процессов. На основе литературных данных [2, 3, 6—9] можно предположить, что в условиях настоящего эксперимента после окончания импульса накачки основную роль в кинетике образования и разрушения возбужденных молекул ксенона (Xe_2^*) играют следующие реакции:



где Xe и Xe^* — атом ксенона в основном и возбужденном состояниях соответственно, $\tau_{\text{сп.}}$ — время жизни Xe_2^* по отношению к спонтанному излучению, k_1 и k_3 — константы скоростей процессов (1) и (3).

Принимаются следующие допущения:

- а) на спаде импульса люминесценции Xe^* не образуется;
 б) все константы скоростей не меняются в течение импульса люминесценции.

Система дифференциальных уравнений, описывающая эту модель, имеет вид

$$\frac{d[\text{Xe}_2^*]}{dt} = k_1[\text{Xe}^*][\text{Xe}]^2 - \left(\frac{1}{\tau_{\text{сп.}}} + k_3[\text{Xe}] \right) [\text{Xe}_2^*], \quad (4)$$

$$\frac{d[\text{Xe}^*]}{dt} = -k_1[\text{Xe}^*][\text{Xe}]^2. \quad (5)$$

Решение этой системы для Xe_2^* может быть записано в виде

$$[\text{Xe}_2^*] = A(p) e^{-k_1[\text{Xe}]^2 t} + B(p) e^{-\left(\frac{1}{\tau_{\text{сп.}}} + k_3[\text{Xe}] \right) t}, \quad (6)$$

где $A(p)$ и $B(p)$ не зависят от t .

Из выражения (6) следует, что при больших давлениях преобладающую роль играет второе слагаемое, т. е.

$$[\text{Xe}_2^*] \sim e^{-\left(\frac{1}{\tau_{\text{сп.}}} + k_3[\text{Xe}] \right) t}$$

и, следовательно, зависимость $1/\tau = f(p)$ при таких p должна быть линейной. Это подтверждается экспериментом (рис. 2, б). По данным о $1/\tau = f(p)$ в области высоких давлений ($4 \div 14$ атм) можно определить величины $\tau_{\text{сп.}}$ и k_3 . $\tau_{\text{сп.}} = (40 \pm 10)$ нс, $k_3 = (3 \pm 0.6) \cdot 10^{-13}$ см³/с. Величину $\tau_{\text{сп.}}$ можно определить также другим способом — по экспериментальным данным о зависимости $\tau(p)$ в области $1.7 \div 2.3$ атм. Из выражения (4) следует, что постоянство функций $\tau(p)$ в этой области (рис. 2, б) может существовать лишь при равенстве скоростей процессов (1) и (3). Следовательно, значение τ соответствует $\tau_{\text{сп.}}$. Найденное таким образом $\tau_{\text{сп.}} = (40 \pm 5)$ нс. Совпадение значений $\tau_{\text{сп.}}$, полученных разными способами, служит косвенным подтверждением справедливости принятой в работе упрощенной модели.

Из равенства скоростей процессов (1) и (3) можно найти также величину k_1 . $k_1 = 1/(\tau_{\text{сп.}} [\text{Xe}]^2)$, $k_1 = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-32}$ см⁶/с⁶. Это значение k_1 согласуется с известными литературными данными, полученными другими способами [2]. Согласие наблюдается также и для величины k_3 .

Используя найденные значения констант и сопоставляя экспериментальные данные с решением рассматриваемой кинетической задачи, можно оценить относительные величины эффективности преобразования энергии ЭП в люминесценцию ксенона. При условии, что исходным звеном в системе реакций (1)–(3) является концентрация возбужденных атомов Xe^* и что эта концентрация в начальный момент импульса Xe_0^* пропорциональна выделившейся в ксеноне энергии пучка, а в дальнейшем убывает, приводя к образованию молекул Xe_2^* , решение системы уравнений дает отношение $[\text{Xe}_2^*]_m / [\text{Xe}_0^*]$, где $[\text{Xe}_2^*]_m$ — концентрация Xe_2^* в момент максимума импульса люминесценции. Полагая, что интенсивность люминесценции в максимуме импульса $I_m(p)$ пропорциональна $[\text{Xe}_2^*]_m$, можно получить относительную величину энергии ЭП, выделившейся в ксеноне,

$$W_1(p) = I_m(p) / ([\text{Xe}_2^*]_m / [\text{Xe}_0^*]).$$

Отношение энергии в импульсе люминесценции $W(p)$ (рис. 1, е) к величине $W_1(p)$ представляет собой искомую величину относительной эффективности, $\eta'(p) = W(p) / W_1(p)$. График зависимости η' от давления приведен на рис. 1, в. Видно, что, как и в случае зависимости $\eta(p)$, найденной выше, для $\eta'(p)$ характерно возрастание при уменьшении давления от 14 до 2 атм.

Таким образом, оценки, выполненные двумя независимыми способами, показывают, что при давлениях около $2 \div 3$ атм должно иметь место замет-

ное повышение эффективности преобразования энергии ЭП в люминесценцию ксенона.

Таким образом, детальное исследование интегральной по спектру люминесценции ксенона в широком диапазоне давлений позволило предложить два независимых способа определения излучательного времени жизни возбужденной молекулы, а также определить значение констант скоростей реакций образования и тушения Xe_2^* .

Литература

- [1] Ю. И. Дымшиц, В. А. Коробицын, В. Г. Неверов. ПТЭ, 118, 1977.
- [2] М. Д. Баранов, С. Г. Бурдин, В. А. Данилычев, О. М. Керимов. Квант. электрон., 2, 1997, 1975.
- [3] H. A. Koehler, L. J. Ferderber, R. L. Redhead, P. Y. Ebert. Appl. Phys. Letts., 21, 198, 1972.
- [4] В. Г. Неверов. ЖТФ, 46, 1354, 1976.
- [5] Г. А. Месяц. Генерирование мощных наносекундных импульсов. «Советское радио», М., 1974.
- [6] Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, В. А. Долгих, О. М. Керимов, А. Н. Лобанов, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков. Квант. электрон., 2, 28, 1975.
- [7] D. C. Lorents. Physica B., 82, 19, 1976.
- [8] F. Collier, M. Michen. L'onde électrique, 54, 467, 1974.
- [9] G. R. Fournier. Opt. comm., 13, 385, 1975.
- [10] J. W. Keto, R. E. Gleason, G. K. Walters. Phys. Rev. Letts., 33, 1375, 1974.

Поступило в Редакцию 5 сентября 1977 г.