

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА КОГЕРЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ НЕОНА

Ф. А. Королев, Г. В. Абросимов и А. И. Одинцов

Детально исследованы спектральный состав, а также пространственная и временная когерентность импульсной сверхизлучательной генерации на переходе  $Ne\ 2p_6-1s_5$  в широком диапазоне изменения условий разряда.

В работах [1, 2] сообщалось об исследовании спектрального состава, а также пространственной и временной когерентности импульсной сверхизлучательной генерации на переходах неона. В настоящей статье приводятся результаты более детального исследования указанных характеристик для линии  $Ne\ 6143\ \text{\AA}$  (переход  $2p_6-1s_5$ ) в широком диапазоне изменения условий разряда.

Экспериментальная установка была аналогична описанной в [1, 2]. Использовались стеклянные разрядные трубки, длина и диаметр которых варьировались в широких пределах. Наряду с трубками обычно применяемых диаметров (несколько миллиметров) исследовалось также излучение неона в узких капиллярах внутренним диаметром до 0.4 мм.

Исследовалось влияние на характеристики генерации различных параметров разряда: геометрии разрядной трубки, величины зарядной емкости, напряжения на первичной обмотке импульсного повышающего трансформатора, давления газа. Было найдено, что наиболее существенное влияние на когерентные характеристики излучения оказывает давление неона. Что касается остальных перечисленных параметров разряда, то установить их непосредственную связь с когерентными свойствами излучения не удастся, хотя они, естественно, влияют на мощность генерации и на рабочий диапазон давлений. Так, сверхизлучение линии  $6143\ \text{\AA}$  в области давлений в несколько тор возбуждается только в капиллярных трубках диаметром менее 1 мм.

Характер сверхизлучательной генерации в капиллярах диаметром 0.4–0.8 мм существенно иной, чем в трубках диаметром больше 1 мм. При увеличении давления свыше некоторого критического значения  $p_{кр.}$  наблюдается выход излучения только с одного из концов капилляра. Было найдено, что направление выхода сверхизлучения однозначно связано с полярностью электродов (излучение распространяется от катода к аноду). Максимум мощности излучения наблюдается в области давлений, близких к  $p_{кр.}$ . Величина  $p_{кр.}$  зависит от длины капилляра и величины прикладываемого напряжения. Так, для трубки диаметром 0.6 мм и длиной 20 см  $p_{кр.} = 7$  тор при напряжении на первичной обмотке трансформатора  $U = 16$  кв и  $p_{кр.} = 3.6$  тор при  $U = 7$  кв. Значение  $p_{кр.}$  растет с уменьшением длины трубки. Однонаправленный выход сверхизлучения наблюдался на переходах неона и в трубках большого диаметра и длины [3], а также в лазере на парах таллия [4]. Качественно он может быть объяснен неодновременностью возбуждения инверсии по длине разрядной трубки в начальной стадии разряда.

На рис. 1 показаны интерферограммы линии сверхизлучения неона 6143 Å при разных давлениях неона в трубке диаметром 3.5 мм, снятые с интерферометром Фабри—Перо толщиной 10 см. Из фотографий видно, что специфическая тонкая структура линии сверхизлучения, наблюдавшаяся ранее в [1], существенно зависит от давления неона. Общая ширина спектра генерации растет с увеличением давления от значений 900—1000 Мгц на пороге генерации до 1500 Мгц в области оптимальных давлений, после чего опять сокращается до ~1000 Мгц на границе области генерации. Ширина отдельных компонент структуры сильно увеличивается с ростом давления. Число компонент в области малых давлений достигает 8—10, а при больших давлениях наблюдается только 1—2 компонента.

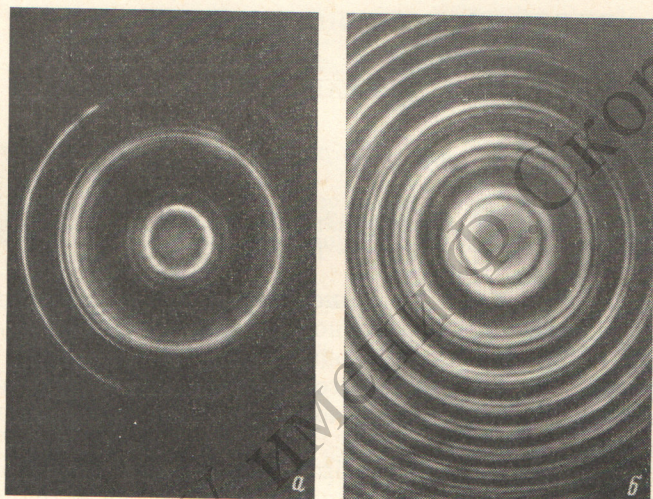


Рис. 1. Интерферограммы линии сверхизлучения неона 6143 Å при различных давлениях газа.

Трубка диаметром 3.5 мм и длиной 30 см. Толщина интерферометра Фабри—Перо 10 см. а— $p=0.05$ ; б— $p=0.5$  тор.

В лазере с капилляром также происходит сильное изменение спектра линии 6143 Å в зависимости от давления (рис. 2). Компоненты структуры с ростом давления уширяются и при давлениях в несколько тор наблюдается одна широкая линия генерации. При  $p=10$  тор ширина линии достигает 2000 Мгц, что превосходит ее доплеровскую ширину. Однако при еще большем увеличении давления на фоне уширенной линии происходит выделение сравнительно более узкой центральной части (рис. 2).

Измерения времени когерентности  $\tau_{\text{ког.}}$  производилось аналогично [2] при помощи интерферометра Майкельсона. Они показали, что в лазере на капилляре также имеет место уменьшение  $\tau_{\text{ког.}}$  с ростом давления. Однако в области высоких давлений ( $p > p_{\text{кр.}}$ ) величина  $\tau_{\text{ког.}}$  перестает изменяться (рис. 3). Как видно из рис. 3, кривые зависимости  $\tau_{\text{ког.}}^{-1}$  от давления для трубки диаметром 3.5 мм и капилляра диаметром 0.6 мм хорошо «сшиваются». Ширина  $\delta\nu$  компонент структуры во всех случаях близка к  $\tau_{\text{ког.}}^{-1}$ . Этот результат представляется естественным, если принять, что структура линий сверхизлучения имеет флуктуационную природу и возникает в результате сложения цугов колебаний с временем когерентности  $\tau_{\text{ког.}}$  и хаотически распределенными фазами.<sup>1</sup>

Пространственная когерентность линии 6143 Å также оказывается существенно зависящей от давления неона. Как было показано в [2],

<sup>1</sup> На спектр сверхизлучения большое влияние должна оказывать взаимная конкуренция компонент в насыщающейся усиливающей среде. Этот процесс, по-видимому, приводит к тому, что расположение компонент и их интенсивности принимают более упорядоченный характер.

наблюдаемые размеры «зерен» освещенности в поперечном сечении луча соответствуют размерам областей высокой пространственной когерентности сверхизлучения. В наших опытах было найдено, что их средние размеры  $\delta_{\text{ког.}}$  в случае линии 6143 Å заметным образом зависят от давления газа. Эта зависимость показана на рис. 3 для трубки диаметром 3.5 мм. В лазере на капилляре изменение пространственной когерентности с давлением носит более сложный характер. Существенное влияние на пространственную когерентность здесь оказывает дифракция излучения на выходном отверстии капилляра.

Данные, приведенные на рис. 3, показывают, что с увеличением давления неона происходит ухудшение всех когерентных свойств сверхизлучения линии 6143 Å (уменьшение областей пространственной когерентности, сокращение времени когерентности, уширение спектральных компонент). Как было показано в [2], уменьшение времени когерентности с ростом давления непосредственно связано с общим сокращением длительности импульса генерации, которое в свою очередь обусловлено уменьшением времени существования инверсии в среде  $\tau_{\text{инв.}}$ . Уменьшение  $\tau_{\text{инв.}}$  с ростом давления объясняется увеличением концентрации электронов  $n_e$ , вследствие чего ускоряются как процессы накачки рабочих уровней, так и процессы их дезактивации электронами.

Зависимость  $\tau_{\text{инв.}}$  от  $n_e$  может быть легко проанализирована на примере трехуровневой схемы. Если предположить для простоты, что в начальный момент ( $t=0$ ) концентрация электронов мгновенно принимает свое стационарное значение  $n_e$  и пренебречь индуцированными переходами, а также переходами с нижнего рабочего уровня (1) на верхний (2), то временные зависимости населенностей уровней будут описываться соотношениями

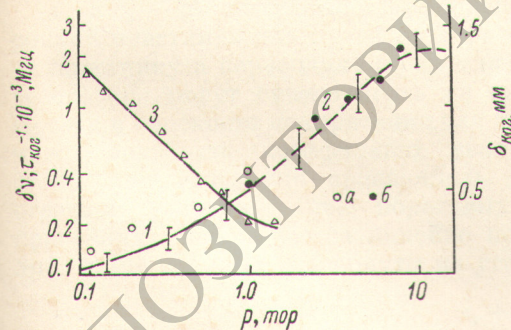


Рис. 3. Зависимость когерентных характеристик сверхизлучения линии неона 6143 Å от давления.

Сплошная кривая 1 — обратное время когерентности  $\tau_{\text{ког.}}^{-1}$  в трубке  $d = 3.5$  мм,  $l = 30$  см. Штриховая кривая 2 — то же в капилляре  $d = 0.6$  мм,  $l = 20$  см. Кривая 3 — средний размер областей высокой пространственной когерентности  $\delta_{\text{ког.}}$  для трубки  $d = 3.5$  мм,  $l = 30$  см на расстоянии 1 м от выходного конца трубки. а — ширина компонент  $\delta\nu$  в трубке, б — в капилляре.

переходы, так и электронные столкновения и поэтому существенно зависят от  $n_e$ . Время существования инверсии  $\tau_{\text{инв.}}$  может быть найдено путем графического решения уравнения  $N_2(\tau_{\text{инв.}}) - (g_2/g_1)N_1(\tau_{\text{инв.}}) = 0$ , где  $g_2$  и  $g_1$  —

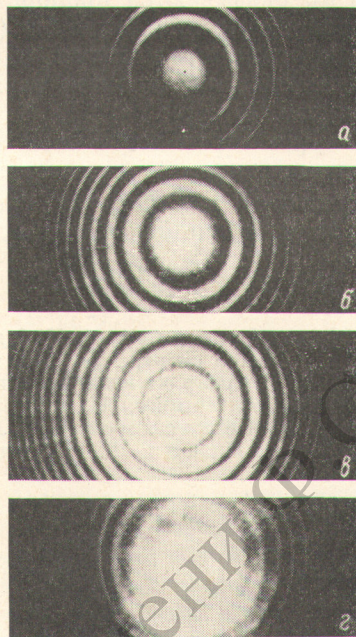


Рис. 2. Спектр сверхизлучения линии 6143 Å неона в капилляре.

Диаметр капилляра 0.6 мм, длина 20 см. Толщина интерферометра Фабри—Перо 7 см. Давления: а — 1.0, б — 2.5, в — 6.0, г — 14.0 тор.

концентрация электронов мгновенно.  $n_e$  и пренебречь индуцированными переходами, а также переходами с нижнего рабочего уровня (1) на верхний (2), то временные зависимости населенностей уровней будут описываться соотношениями

$$N_2(t) = S_2 \Gamma_2^{-1} (1 - e^{-\Gamma_2 t}), \quad (1)$$

$$N_1(t) = (S_1 + q_{21} S_2 \Gamma_2^{-1}) \Gamma_1^{-1} (1 - e^{-\Gamma_1 t}) - q_{21} S_2 \Gamma_2^{-1} (\Gamma_2 - \Gamma_1)^{-1} (e^{-\Gamma_1 t} - e^{-\Gamma_2 t}). \quad (2)$$

Здесь  $S_1$  и  $S_2$  — скорости накачки рабочих уровней электронами с основного уровня, населенность которого принимается постоянной,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  — полные вероятности распада уровней,  $q_{21}$  — вероятность перехода  $2 \rightarrow 1$ . Величины  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  и  $q_{21}$  учитывают как спонтанные излучательные

статистические веса уровней. Анализ выражений (1) и (2) показывает, что  $\tau_{\text{ннв.}}$  убывает с ростом  $n_e$ . В области больших значений  $n_e$ , когда электронные переходы доминируют над излучательными и величины  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  и  $q_{21}$  оказываются пропорциональными  $n_e$  (как  $S_2$  и  $S_1$ ),  $\tau_{\text{ннв.}} \sim 1/n_e$ , что непосредственно видно из (1) и (2). Хотя механизм генерации в неоне существенно отличается от рассмотренной схемы [5], можно ожидать, что качественный характер зависимости  $\tau_{\text{ннв.}}$  от  $n_e$  сохраняется и в данном случае.

Для линии неона 5400 Å нам не удалось наблюдать отчетливо выраженной зависимости когерентных свойств от давления. Указанное обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что линия 5400 Å возбуждается в значительно более узком диапазоне давлений.

#### Литература

- [1] Ф. А. Королев, А. И. Одинцов, Г. В. Абросимов, В. П. Якунин. Опт. и спектр., 28, 540, 1970.
- [2] Г. В. Абросимов. Опт. и спектр., 31, 106, 1971.
- [3] D. H. Clunie, R. S. Thorn, E. T. Trezise. Phys. Lett., 14, 28, 1965.
- [4] Г. В. Абросимов, Н. Г. Андреев, А. И. Одинцов. Вестн. МГУ, 1971.
- [5] А. А. Исаев, Г. Г. Петраш. ЖЭТФ, 56, 1132, 1969.

Поступило в Редакцию 20 июля 1971 г.