

КОЛЕБАНИЯ В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ He—Ne ЛАЗЕРА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю. Г. Захаренко и В. Е. Привалов

Исследуются три основных вида колебаний в разрядном промежутке He—Ne лазера: реактивные, локальные и страты. Рассмотрены некоторые их разновидности, результаты их взаимодействия, влияние на постоянную и переменную составляющие излучения лазера. Даны рекомендации по управлению параметрами колебаний, в том числе их устранению. Исследованы разрядные промежутки со стеклянными и частично металлическими стенками. Наряду с собственными колебаниями в разрядном промежутке лазера изучалась модуляция тока разряда внешними сигналами. Найдено, что уменьшение глубины модуляции излучения лазера с ростом частоты модуляции связано не только с уменьшением переменной составляющей излучения, но и ростом его постоянной составляющей.

Одной из причин нестабильности параметров излучения газоразрядного лазера являются колебания в разряде. Этому вопросу посвящено много работ [1-13]. Некоторые авторы изучали флуктуации излучения He—Ne лазера, отмечая в ряде случаев корреляцию с колебаниями в разряде, но не исследуя последние [1, 2, 4-6, 12]. Почти одновременно началось изучение отдельных видов колебаний в разрядном промежутке He—Ne лазера [3, 7-11, 13], причем первоначально данные не систематизировались. Классификация основных видов колебаний в He—Ne лазере впервые дана в работах [14, 15]. Отмечены три основных вида колебаний: реактивные (ранее их называли релаксационными), страты и локальные (катодные, колебания двойного слоя в области расположения электродов и изменения геометрии разряда). Если источник питания стабилизирован, балластное сопротивление достаточно велико, то эти колебания значительно превосходят по амплитуде шумы, попадающие в разряд от других элементов цепи. Проведенные позднее исследования [16-22] позволили обнаружить новые зависимости для этих видов колебаний, которые необходимо исследовать в более широком диапазоне условий (в том числе в других газоразрядных лазерах) и систематизировать.

Наряду с колебаниями, обусловленными свойствами разряда, могут быть колебания, обусловленные управляющим сигналом (модуляция тока разряда). Собственные колебания разряда могут взаимодействовать с наведенными, взаимно изменяя свойства друг друга. Модуляция излучения He—Ne лазера при модуляции тока разряда внешним сигналом изучалась рядом авторов [7, 23-27].

Методика измерений

Измерения параметров собственных колебаний в разрядном промежутке He—Ne лазера проводились с помощью методов, описанных в [20-22]. Кроме этого, для диагностики колебаний использовались зонды. Наряду с классическими зондами Лэнгмюра [28] использовались цилиндры из молибдена длиной 10 ÷ 20 мм (толщина фольги 50 мкм), плотно прилегающие к стенке разрядного промежутка. Эти цилиндры имели выводы наружу и могли использоваться по различному назначению: быть по-

верхностью, собирающей движущиеся к стенке заряды, быть управляющим электродом; при достаточном количестве таких соединенных цилиндров и малых зазорах между ними поверхность разрядного промежутка на данном участке можно считать частично металлической. Такие цилиндры располагались в некоторых из используемых трубок в различных областях разряда. В двух трубках данные цилиндры занимали половину

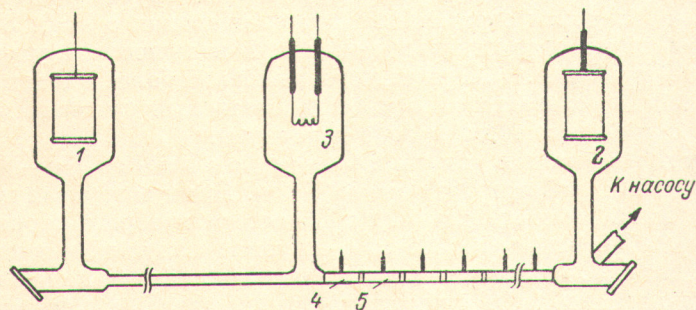


Рис. 1. Разрядная трубка с молибденовыми цилиндрами.
1, 2 — холодные катоды, 3 — нагретый катод, 4, 5 — цилиндры.

активной части разряда. Одна из них приведена на рис. 1. Использовались трубки диаметром 2 и 4 мм, длиной от 200 до 1500 мм с холодными и нагретыми катодами. В случае, приведенном на рис. 1, для резонатора лазера выбирались зеркала одинаковой кривизны, чтобы можно было сравнивать результаты в обеих половинках трубки.

Методика измерений при модуляции тока разряда управляющим сигналом изложена для удобства чтения вместе с результатами измерений.

Результаты эксперимента

1. В данной работе исследовалось несколько видов колебаний в разрядном промежутке He—Ne лазера. Основное внимание уделено факторам, которые не затрагивались в прежних работах.

Реактивные колебания в He—Ne лазере изучались авторами [8, 14–16, 18–20, 22]. Глубина модуляции тока разряда этими колебаниями излучения лазера на склоне энергетической характеристики доходит до 100%. Реактивные колебания могут подавлять генерацию и способствовать ей. Ток, при котором они возникают, обратно пропорционален давлению смеси [35]. В коротких трубках этот ток можно снизить, устранив емкость цепи большим балластным сопротивлением R_0 [20]. Здесь нами исследовались трубки до 1.5 м, собственные реактивности разряда велики и это средство менее эффективно. Например, при давлении смеси 1 тор (He : Ne = 5 : 1). Любое $R_0 \geq 100$ ком (частота 120 кгц) не приводит к смещению граничного тока, при котором возникают реактивные колебания ниже 10 ма.

Нами исследовалось влияние металлических цилиндров на параметры реактивных колебаний. Сравнивались результаты, полученные в двух половинках трубки (рис. 1). Измерения показали, что при возникновении данных колебаний в половине трубки с цилиндрами очень быстро переходят в колебания II рода [29] и при уменьшении тока разряд гаснет раньше, чем в другой половине. По-видимому, это обусловлено уходом электронов на металл. Вольт-амперная характеристика в половине трубки с металлом идет круче, соответственно реактивные колебания возникают при больших токах [20].

Влияние реактивных колебаний на мощность излучения лазера можно несколько дополнить по сравнению с [20]. Начальной стадии реактивных колебаний соответствует увеличение поперечного движения зарядов [30], сопровождающееся, по-видимому, уменьшением плотности плазмы. Мощ-

ность генерации лазера падает. С уменьшением среднего разрядного тока в силу нелинейности вольт-амперной характеристики колебания становятся релаксационными, превращаясь в однополярные импульсы. Амплитуда колебаний растет, частота падает. Поперечное движение зарядов продолжает уменьшать плотность плазмы, но последняя может расти за счет большого отношения амплитуды импульса к постоянной составляющей тока разряда [31]. Свечение разряда в этом случае растет [32]. Поэтому при малых токах снова наблюдается генерация с $\lambda=0.63$ мкм [20]. Этому способствует рост глубины модуляции излучения, с уменьшением частоты колебаний (рис. 6). При частоте колебаний более 100 кгц инверсия населенностей не успевает полностью следовать за вершинами импульсов тока, хотя они оказываются в зоне генерации.

Страты в положительном столбе He—Ne лазера рассматривались в работах [3, 10, 11, 14–17, 21]. Нами в трубках диаметром 4 мм чаще всего наблюдались страты, частота которых с ростом тока убывала примерно от 470 до 300 кгц. Глубина модуляции тока разряда не превосходит 1%, модуляция излучения с $\lambda=0.63$ мкм не наблюдалась. С ростом давления область существования смещалась к меньшим токам. Наблюдения велись различными способами (подробнее о методике см. [20–22]), наиболее эффективными являются измерения с помощью фотоумножителя, расположенного рядом с разрядом.

Внешняя емкость, подключенная параллельно разряду, существенно влияет на параметры страт [33, 34]. В наших измерениях в трубке длиной 540 мм и диаметре 4 мм при токе, соответствующем максимуму генерации с $\lambda=0.63$ мкм, страты отсутствовали (давление смеси 1 тор, соотношение компонент смеси He : Ne = 10 : 1, балластное сопротивление в аноде $R_0=51$ ком, ток разряда 39 ма). Страты при этих условиях должны были появиться при несколько большем токе. Подключение емкости 300 пф вызывает страты частотой 430 кгц, глубина модуляции тока разряда 0.4%, мощность генерации лазера падает на 15%. В работах [14, 15] авторы для проверки влияния страт на параметры излучения лазера воздействовали на положительный столб синусоидальным сигналом, вызывая стимулированные страты. Подключая емкость, мы получаем самопроизвольные страты. По-видимому, такое подключение емкости улучшает обратную связь между соответствующими областями разряда, которая в данном случае является положительной. Влияние страт на мощность излучения в этом случае обусловлено не глубиной модуляции тока разряда, а пространственной (продольной) неоднородностью разряда [15], т. е. своеобразным укорочением длины активной среды с достаточной инверсией населенности.

Страты в электронных отростках [14, 15, 17] наблюдались нами в трубках диаметром 4 мм и длиной до 800 мм при давлении смеси 1.5 тор и выше. Частота колебаний 40–20 кгц. В трубке длиной 1.5 м они появляются при давлении 1 тор при токе 30 ма. Колебания наблюдались с холодными и накаливаемыми катодами. Обычно регулярность колебаний нарушалась и спектр становился непрерывным в полосе нескольких десятков килогерц. Это, по-видимому, обусловлено взаимодействием со стратами в положительном столбе (рис. 2). Данное взаимодействие в коротких трубках обуславливает при давлениях, меньших указанных выше, весьма небольшие области существования страт в отростках по току (менее 1 ма). По-видимому, этим взаимодействием и температурными эффектами объясняется гистерезис по току. Страты в отростках вблизи границы области существования устраняются локальным магнитным полем (около 1000 э) в области катода и отрицательного свечения. В области столба и анода эти же поля не устраняли данных колебаний. В чистом He страты в отростках наблюдаются при более высоких давлениях.

Шумовые страты заметно модулируют излучение с $\lambda=0.63$ мкм. В максимуме энергетической характеристики переменная составляющая излучения составляет до 10% от постоянной, хотя глубина модуляции тока разряда около 1%. На левой ветви энергетической характеристики пере-

менная составляющая излучения лазера может составлять половину от постоянной. Следует отметить, что эти страты не модулируют начальный уровень генерации, а добавляют переменную составляющую, не меняя начального уровня. Если данные колебания возникают при токах разряда, меньших порога генерации лазера, то при этом сначала возникает переменная составляющая с $\lambda=0.63$ мкм, а потом (с увеличением тока разряда) постоянная. Средняя мощность излучения, таким образом, растет при появлении страт в отрезках. Причем это связано не с плотностью плазмы (ток практически не меняется), а по-видимому, с появлением быстрых электронов.

В трубке длиной 1.5 м при токах 60–65 ма (давление смеси 1 тор, He : Ne = 5 : 1) оба типа страт синхронизируются возросшими колебаниями двойного слоя. Переменная составляющая излучения уменьшается в 5–7 раз.

Колебания двойного слоя (КДС) в области сужения разрядного промежутка He—Ne лазера изучались меньше, чем два предыдущих вида колебаний [14, 15, 21]. Основные зависимости в нашем случае повторялись. Частота КДС менялась от 60 до 110 кГц. Обнаружены некоторые новые особенности.

В наших трубках имелись два сужения между катодом и капилляром (рис. 1). Оба они способствуют образованию КДС. Поднося магнит к обоим сужениям, ослабляем или полностью подавляем эти колебания. Параметры КДС удобнее контролировать по сигналу с сопротивления R_k , чем по сигналу с фотомножителя, расположенного сбоку от трубки. Рассматриваемые колебания, как реактивные колебания и страты, усиливаются по длине разрядного промежутка, но гораздо слабее (максимум на 20% в наших трубках). Модуляция тока разряда у нас не превышала 1%. Глубина модуляции излучения с $\lambda=0.63$ мкм КДС составляла менее 1% в максимуме энергетической кривой лазера, на левой ее ветви в несколько раз больше. В Ne наблюдение осложняется различными шумами. Поэтому измерения велись в смеси и чистом He (рис. 3–5).

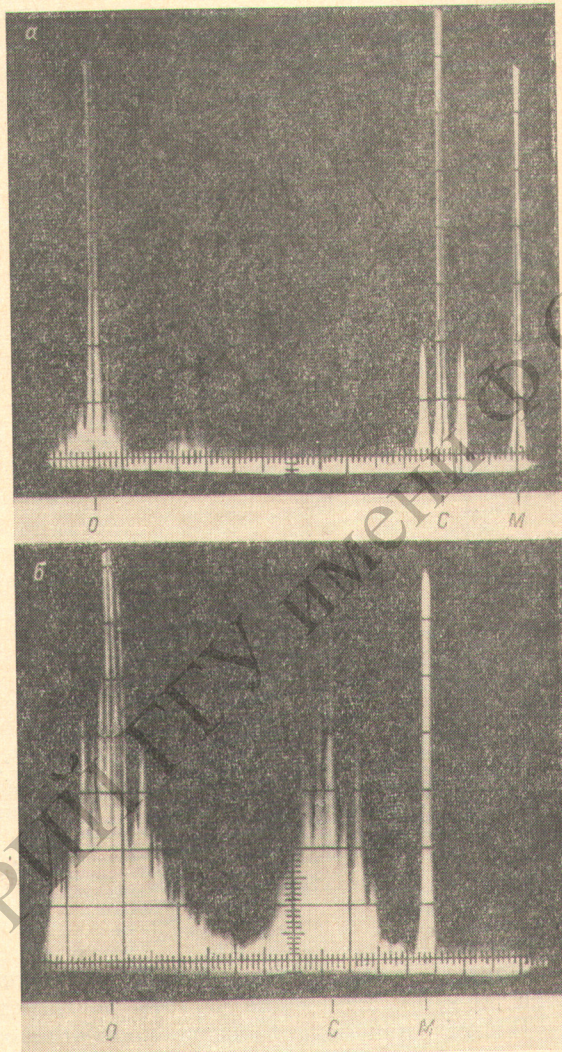


Рис. 2. Спектр частот.

He : Ne = 10 : 1, трубка диаметр 4 мм, длина 800 мм, М — метка 470 кГц, С — частота 1-й гармоники страт положительного столба, а — ток разряда 10 ма, давление смеси $p=1.5$ тор; около 0 спектр страт в отрезках, около С — комбинационные частоты (по-видимому, частота биений 1-х гармоник страт столба и страт в отрезках); с ростом тока число комбинационных частот растет. б — ток разряда 10 ма, $p=2$ тор; страты в отрезках и спектр комбинационных частот стали шумовыми.

Для случая холодного катода изучались зависимости минимального тока, при котором появляются КДС, и их частоты от давления смеси и температуры. Оба параметра колебаний уменьшаются с ростом давления.

Минимальный ток начала КДС увеличивается с ростом температуры стенок трубки. Первоначально прогрев осуществлялся током разряда. Увеличение минимального тока с прогревом становится существеннее при уменьшении давления. Локальный прогрев трубки снаружи позволял точнее воздействовать именно на КДС. Нагрев области сужения вблизи катода до 70°C давал сдвиг минимального тока КДС с 22 до 37 ма (трубка диаметром 4 мм, давление 1.4 тор).

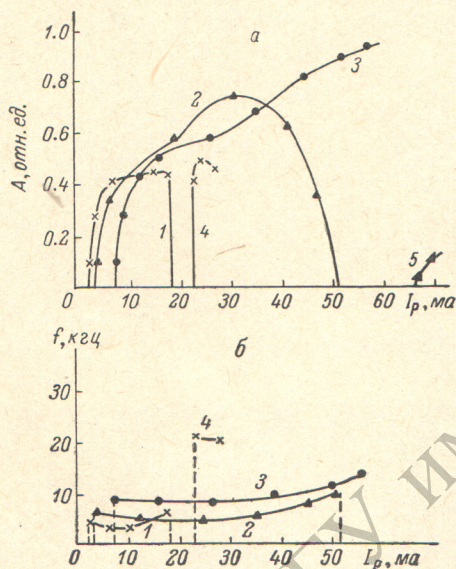


Рис. 3. Зависимость амплитуды (а) и частоты колебаний (б) от тока разряда.

Катодные колебания (1, 2, 3), КДС (4, 5); 1, 4 — $p=3$ тор, 2, 5 — $p=1.8$ тор, 3 — $p=1$ тор. Ток накала 7.3 а, газ гелий.

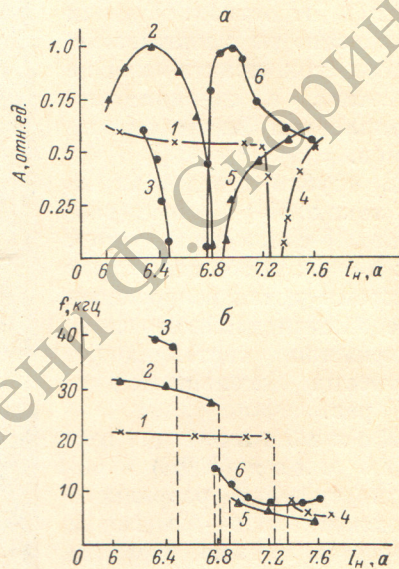


Рис. 4. Влияние тока накала на амплитуду (а), частоту катодных колебаний (б) и КДС (при постоянном токе $I_p=20$ ма).

1, 4 — $p=3$ тор, 2, 5 — $p=1.8$ тор, 3, 6 — $p=1$ тор; 1, 2, 3 — КДС, 4, 5, 6 — катодные колебания.

Частота КДС незначительно растет с температурой трубки. В диапазоне $50-70^{\circ}\text{C}$ изменение частоты достигает $5-6\%$.

В случае накаливаемого катода колебания оказываются модулированными сигналом с частотой 100 гц, если накал осуществлялся через трансформатор от сети. Поэтому нами для этих целей использовался источник постоянного тока ВС-25. При изменении накала катода, если одновременно существуют страты и КДС, параметры последних меняются; страты остаются неизменными.

Внешняя емкость заметно меняет амплитуду КДС, но слабо влияет на частоту. Например, в трубке диаметром 4 мм, давлении газа 3 тор, токе разряда 27 ма глубина модуляции тока разряда этим колебанием составляла 0.3%. Подключая емкость 300 пф параллельно разряду, получили глубину модуляции 3%, т. е. амплитуда КДС возросла на порядок. Частота при этом уменьшилась на $3-5\%$.

Внешнее магнитное поле в зависимости от ориентации может ослаблять амплитуду КДС, либо усиливать. Как и в [21, 39], использовались локальные магнитные поля. Если магнитное поле подавило КДС, то, устранив поле, получали возникновение КДС с запозданием до нескольких секунд (возможно, время образования двойного слоя). Магнитное поле заметно (иногда вдвое) меняет частоту КДС.

Катодные колебания [14, 15] имеют место, когда эмиссия катода превышает ток разряда. Амплитуда их в нашем случае одного порядка с другими локальными колебаниями — КДС в области сужения разрядного промежутка, частота в несколько раз ниже. Области (по току) этих локальных колебаний находятся рядом (рис. 3, 5). Стационарная область между ними расширяется с уменьшением давления. Параметры катодных колебаний зависят от накала катода (рис. 4). В диапазоне условий работы He—Ne лазера всегда есть такое значение тока накала, при котором отсутствуют оба указанных вида локальных колебаний. Сами колебания удобнее изучать в He, так как в He велики шумы, наблюдаемые и в He—Ne смеси.

По-видимому, в данном случае мы имеем дело с колебаниями ионов относительно минимума потенциала [36, 37]. Правда, зависимость от давления He соответствует свойствам указанных колебаний, что может быть объяснено иным диапазоном давлений в [36, 37]. Основное отличие КДС и катодных колебаний в том, что частота в случае КДС линейно растет с током, когда последний мал, с увеличением тока приближаясь к насыщению, а в случае катодных колебаний кривизна зависимости имеет обратный знак (рис. 3, 5). Последнее соответствует известной [36] линейной зависимости между квадратом частоты и током разряда.

Авторы [38] отмечают две разновидности катодных колебаний. Первая лежит в диапазоне $10^3 \div 10^5$ гц. Вторая имеет место при использовании оксидного катода, ей соответствует диапазон $10^5 \div 10^6$ гц. Возможно, эти колебания наблюдали авторы [14, 15], работавшие с оксидным катодом. У нас были прямоканальные вольфрамовые катоды, мы наблюдали другую разновидность катодных колебаний, частота менее 20 кгц. В разряде с холодным катодом в отличие от КДС катодные колебания не наблюдались.

В заключение хочется обратить внимание еще на одну деталь, уже связанную с колебаниями. He—Ne лазер с трубкой, представленной на рис. 1, дает большую мощность генерации на участке с металлическими цилиндрами по сравнению с участком без цилиндров. По-видимому, это связано с более высокой электронной температурой в первом случае [40]. У нас в отличие от авторов [40] цилиндры имели выводы наружу, могли соединяться между собой или подключаться к внешней цепи. Это служило еще одним резервом мощности He—Ne лазера.

2. Наряду с собственными колебаниями разряда исследовались колебания в разрядном промежутке He—Ne лазера, вызванные внешним сигналом. Последний подавался на сетку лампы, включенной параллельно или последовательно с трубкой лазера. В обоих вариантах изучались свойства схем с лампами ГУ-29, ГУ-50 и 6Э7П. Принимались все меры для устранения влияния реактивных ламп на параметры колебаний в разрядном промежутке. Исследовались трубки с холодными катодами.

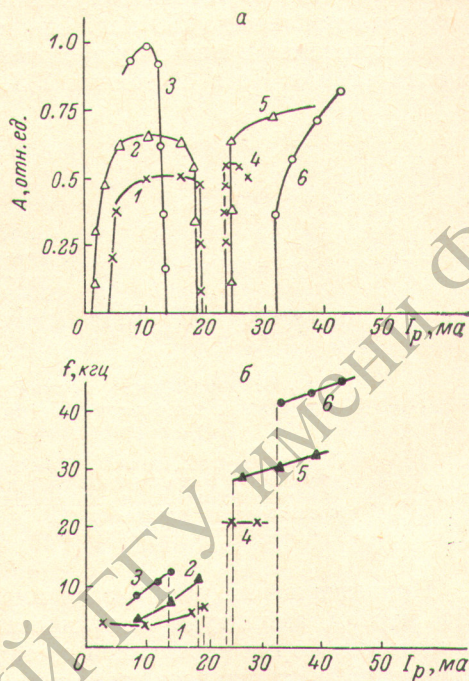


Рис. 5. Зависимость амплитуды (а) и частоты колебаний (б) бесколебательной области разряда от I_p при различных давлениях He.

1, 4 — $p=3$ тор, 2, 5 — $p=1.8$ тор, 3, 6 — $p=1$ тор. При $p=0.66$ тор в диапазоне тока $I_p=5.5 \div 55$ ма колебания отсутствуют. Ток накала выбирался посередине бесколебательной области.

Холодные катоды более удобны в таких схемах; кроме того, холодный катод позволяет обычно получить в He—Ne лазере большую мощность излучения [21, 22].

Ток разряда модулировался синусоидальным внешним сигналом (генератор ГЗ-7А) в диапазоне от 20 гц до 300 кгц и импульсами (генератор Г5-15) с частотой следования от 400 гц до 10 кгц. Амплитуда переменной составляющей тока разряда поддерживалась постоянной. Фиксировалась и постоянная составляющая тока разряда. Мощность излучения лазера регистрировалась хорошо экранированным фотоумножителем ФЭУ-62.

Глубина амплитудной модуляции излучения лазера, как и следовало ожидать, уменьшалась с ростом частоты (рис. 6). В работах [23-25] отмечалось, что модуляция излучения He—Ne лазера с $\lambda=0.63$ мкм током разряда возможна до 250 кгц. Причем глубина модуляции отличается от 100% при заметно меньших частотах. Причиной является конечное время жизни атомов He в состоянии 2^1S .

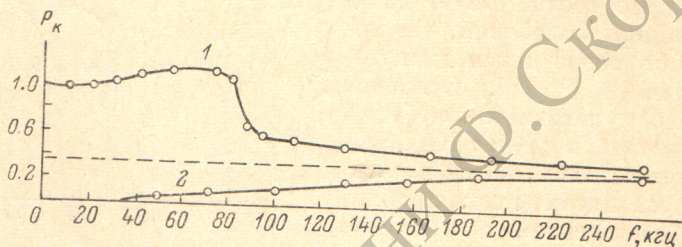


Рис. 6. Зависимость мощности излучения лазера от частоты модуляции тока разряда при постоянном среднем токе $I_p = 3$ ма.

Трубка $D=2$ мм, длиной 200 мм, He : Ne = 6 : 1, $p=2.5$ тор. Отношение переменной составляющей тока к постоянной 4 : 1. 1 — амплитудное значение переменной мощности излучения лазера P_{\sim} , 2 — постоянная составляющая излучения $P_{=}$. С ростом частоты P_{\sim} и $P_{=}$ стремятся к мощности, соответствующей среднему значению тока разряда.

Приведенная на рис. 6 зависимость имеет три характерных участка. На первом амплитуда модулированного сигнала лазера не меняется с частотой, форма переменной составляющей излучения повторяет форму переменной составляющей тока разряда. Рабочая точка на энергетической кривой выбиралась так, что на низких частотах отрицательная полуволна синусоиды была вне области генерации. На втором участке переменная составляющая излучения лазера начинает расти, несколько затягивается задний фронт. Почти одновременно наблюдается рост постоянной составляющей лазера. Третий участок характеризуется резким спадом переменной составляющей мощности излучения лазера. Частота, при которой начинается спад, лежит в пределах $60 \div 80$ кгц. При 100 кгц глубина модуляции падает примерно до 50%. При частоте модуляции 200 кгц глубина модуляции составляет менее 10%; при 250 кгц переменная составляющая излучения лазера еще заметна.

Рост переменной составляющей излучения лазера на втором участке, по-видимому, объясняется разными временами жизни верхнего и нижнего рабочих уровней, т. е. после уменьшения тока до порогового значения некоторое время инверсия заселенностей может быть больше, чем в стационарном состоянии [41]. Резкий спад этой составляющей на третьем участке связан, наиболее вероятно, с приближением периода колебаний тока разряда и времени жизни атомов He в состоянии 2^1S . Затягивание заднего фронта и рост постоянной составляющей излучения лазера, возможно, связан с конечным временем жизни рабочих уровней He, т. е. с послесвечением. Следует отметить, что время деионизации примерно на порядок меньше времени послесвечения и в нашем случае роли не играло. С увеличением частоты модуляции постоянная составляющая стремится к значению генерации, соответствующей среднему току разряда, так как инверсия населенностей перестает реагировать на модуляцию.

При модуляции тока разряда прямоугольными импульсами форма импульса излучения лазера ближе к колоколообразной. Запаздывание максимума импульса излучения относительно переднего фронта импульса тока, обусловленное конечным временем жизни атомов He в состоянии 2^1S , равнялось нескольким мксек. и не зависело от тока разряда. Верхняя граничная частота примерно та же, что и в случае синусоидального сигнала.

Исследовались другие способы модуляции тока разряда в He—Ne лазере. Управление осуществлялось с помощью упомянутых выше металлических цилиндров в положительном столбе, в области катодного падения. Эти способы ближе по своим свойствам к схеме с параллельно включенной лампой, но менее эффективны.

В ы в о д ы

1. Наиболее сильное влияние на излучение He—Ne лазера оказывают реактивные колебания (глубина модуляции тока разряда и излучения доходит до 100%).

2. Шумовые страты в отрезках создают большую переменную составляющую излучения (10% в максимуме энергетической характеристики, 50% на ее склоне), ток разряда и постоянная составляющая излучения практически не меняются. Страты в положительном столбе слабо модулируют ток (1%), практически не создают переменной составляющей излучения, при возникновении могут менять постоянную составляющую излучения (до 15%). В результате взаимодействия страт между собой либо с другими колебаниями могут меняться обе составляющие излучения.

3. Локальные колебания слабо модулируют ток разряда и излучение лазера (порядка 1%). Но результатом их взаимодействия (см. п. 2) с другими колебаниями может быть более заметное влияние на генерацию.

4. Для получения высокой степени стабильности частоты и мощности излучения He—Ne лазера желательно устранить все источники флуктуаций, в том числе колебания в разряде. Выбором ряда параметров практически всегда можно найти область, где колебания отсутствуют.

5. В He—Ne лазере с частично металлизированными стенками область существования (по току) реактивных колебаний смещается к большим токам. Мощность излучения такого лазера больше, чем в отсутствие металла.

6. При модуляции излучения He—Ne лазера внешним сигналом, воздействующим на ток разряда, необходимо, чтобы область модуляции не совпадала с областью существования собственных колебаний разряда. Целесообразнее использовать холодный катод. Предельная частота модуляции излучения с $\lambda=0.63$ мкм со 100-процентной глубиной менее 100 кгц. Глубина модуляции уменьшается не только за счет уменьшения переменной составляющей излучения, но и за счет роста постоянной составляющей.

Авторы благодарят М. П. Ишутова за изготовление трубок с молибденовыми цилиндрами.

Л и т е р а т у р а

- [1] P. T. Bolwijn, C. T. J. Alkemade, G. A. Boscholo. Phys. Lett., 4, 59, 1963.
- [2] A. Belissio, G. Fredo, H. Hans. Appl. Phys. Lett., 4, 5, 1964.
- [3] A. Garscadden, P. Bletzinger, E. Friar. J. Appl. Phys., 35, 3432, 1964.
- [4] L. I. Prescott, A. Van der Ziel. Appl. Phys. Lett., 5, 48, 1964.
- [5] P. T. Bolwijn. Phys. Lett., 13, 311, 1964.
- [6] L. I. Prescott. IEEE Q-2, № 7, 1966.
- [7] U. Kubo, K. Kawabe, Y. Unuishi. Japan J. Appl. Phys., 5, 731, 1966.
- [8] I. P. Biscar. Phys. Lett., 22, 430, 1966.
- [9] N. Konjevic, K. R. Hearne. Electronics Lett., 2, 461, 1966.
- [10] I. P. Novak. Int. J. Electronics, 22, 189, 1967.

- [11] С. А. Алякишев, Д. В. Гордеев, Е. П. Остапченко, Л. М. Пяткова. Радиотехника и электроника, 12, 1769, 1967.
- [12] P. T. Wolwijn. Phys. Lett., 24A, 285, 1967.
- [13] K. G. Hergvist, RCA-Review, 30, 429, 1969.
- [14] А. А. Зайцев, В. Ф. Махров, И. А. Савченко, Б. Н. Швилкин. ЖТФ, 39, 764, 1969.
- [15] Д. В. Гордеев, А. А. Зайцев, В. Ф. Махров, И. А. Савченко, Б. Н. Швилкин. Электронная техника, сер. 3, № 2 (14), 103, 1969.
- [16] Ю. Г. Захаренко, В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 27, 821, 1969.
- [17] Д. В. Гордеев, А. А. Зайцев, В. Ф. Махров, И. А. Савченко, Б. Н. Швилкин. Тр. конф. по электрон. техн., сер. 3, № 2 (18), 32, 1970.
- [18] Ю. Г. Захарченко, В. Е. Привалов. Тр. конф. по электрон. техн., сер. 3, № 2 (18), 30, 1970.
- [19] Е. Н. Покровский, В. А. Чернышев. Электронная техника, сер. 1, № 8, 40, 1970.
- [20] Ю. Г. Захаренко, В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 29, 236, 1970.
- [21] В. Е. Привалов. ЖТФ, 41, 1682, 1971.
- [22] Ю. Г. Захаренко, В. Е. Привалов. Радиотехника и электроника, 16, 2152, 1971.
- [23] M. Ohi. Japan J. Appl. Phys., 5, 1084, 1966.
- [24] K. Kawabe, V. Kubo, Y. Inuishi. Japan J. Appl. Phys., 5, 1254, 1966.
- [25] S. Hongo, K. Kawabe, Y. Inuishi. Japan J. Appl. Phys., 7, 549, 1968.
- [26] Е. П. Остапченко, Б. А. Тимофеев, Ю. М. Яковлев. Радиотехника и электроника, 15, 143, 1970.
- [27] Е. П. Остапченко, Б. А. Тимофеев, Ю. М. Яковлев. Радиотехника и электроника, 15, 2350, 1970.
- [28] О. В. Козлов. Электрический зонд в плазме. Атомиздат, М., 1969.
- [29] K. Wojaszek, A. Rutscher. Beitr. Plasmaphys., 3, 215, 1963.
- [30] Ю. Г. Захаренко, В. Е. Привалов. Радиотехника и электроника, 16, 2323, 1971.
- [31] Л. С. Гладштейн, Г. Н. Застенкер, Т. Е. Рыжкина. ЖТФ, 37, 2053, 1967.
- [32] Т. А. Санина, А. А. Зайцев, А. А. Санин. Вестн. МГУ, № 2, 54, 1961.
- [33] А. А. Зайцев, Г. С. Леонов. Радиотехника и электроника, 10, 913, 1965.
- [34] L. Rekarok. Czechoslov. Journ. Phys., 8, 32, 1958.
- [35] Ю. Г. Захаренко. Опт. и спектр., 32, 255, 1972.
- [36] М. Д. Рабович, Г. С. Кириченко. ЖТФ, 32, 1376, 1962.
- [37] А. А. Зайцев, И. А. Савченко, Вестн. МГУ, сер. физ., № 3, 89, 1965.
- [38] K. Rademacher, K. Wojaszek. Ann. Phys., 2, 57, 1959.
- [39] В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 31, 972, 1971.
- [40] В. Г. Леонтьев, Е. П. Остапченко, Г. С. Седов. Опт. и спектр., 32, 798, 1972.
- [44] Г. Г. Петраш, И. Н. Князев. ЖЭТФ, 45, вып. 4, 1963.

Поступило в Редакцию 21 марта 1972 г.