

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОНОИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА НА ПЛАЗМУ РТУТНОЙ ЛАМПЫ

А. М. Бонч-Бруевич, Е. Н. Калитеевская и Т. К. Разумова

При воздействии моноимпульсного излучения рубинового лазера на дуговой разряд ртутной лампы увеличивается поток излучения разряда и падает напряжение на разрядном промежутке. Исследованы кинетические, энергетические и спектральные зависимости этого явления, которое связывается с фотоионизацией и с нагревом электронов лазерным излучением.

Мы обнаружили, что при фокусировке излучения моноимпульсного рубинового лазера в область дугового разряда постоянного тока (использовалась ртутная лампа сверхвысокого давления; зазор между электродами 1.4 мм; диаметр тела свечения 0.9 мм; ток 6.3 а; напряжение на разрядном промежутке $U_p = 43$ в) увеличивается поток излучения разряда и падает напряжение на разрядном промежутке. Исследование этого явления проводилось на установке, изображенной на рис. 1. Параметры возбу-

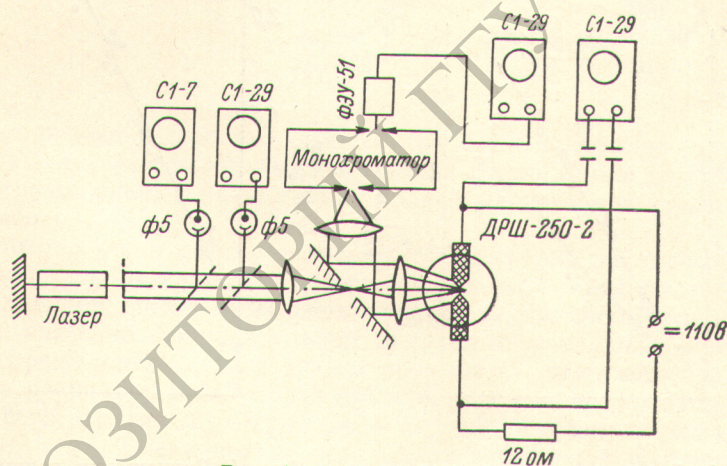


Рис. 1. Схема установки.

ждающего импульса измерялись при помощи фотоэлементов Ф5 и осциллографов с полосой пропускания 60 и 2 Мгц. В первой схеме контролировались пиковая мощность и длительность импульса, а во второй — его энергия. Энергия излучения, фокусируемого в разряд, менялась в диапазоне 0.03—0.3 дж при помощи калиброванных светофильтров. Верхний предел используемого диапазона определялся прочностью колбы лампы, нижний — чувствительностью аппаратуры. Длительность возбуждающего импульса менялась от 20 до 40 нсек. при изменении толщины стекла КС-19, служащего пассивным затвором лазера. Диаметр пятна в фокусе линзы был около 1 мм. Прирост потока излучения определялся в спектральном диапазоне 400—620 нм по точкам в схеме, состоящей из двойного призмного монохроматора (дисперсия в исследуемом диапазоне от 0.4 до

2 нм/мм; щели 0.5 мм), фотоумножителя ФЭУ-51 и осциллографа С1-29 (2 Мгц). Изменение напряжения на разрядном промежутке регистрировалось с помощью осциллографа С1-29. Ниже приведены основные результаты исследований.

Импульс изменения напряжения на разрядном промежутке (ΔU) имеет крутой фронт нарастания, длительность которого определяется длительностью лазерного импульса. Максимально достижимая величина $\Delta U_{\max}$ зависит не только от энергии, но и от длительности лазерного импульса. Уменьшение длительности при неизменной энергии импульса увеличивает величину $\Delta U_{\max}$. Релаксация ΔU заметно медленнее нарастания — время полуспада составляет 5–10 мксек. и зависит от величины $\Delta U_{\max}$: чем больше $\Delta U_{\max}$, тем медленнее спад. Спад ΔU немонокотонен: на зависимости $\Delta U = f(t)$ (рис. 2) видны всплески длительностью порядка 2 мксек. На рис. 3 представлена зависимость $\Delta U_{\max}$ от энергии

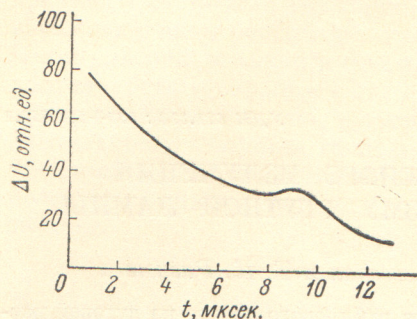


Рис. 2. Затухание ΔU во времени.

при постоянной длительности лазерного импульса. Видно, что наблюдаемая зависимость близка к линейной, а величины $\Delta U_{\max}$ соизмеримы с U_p . На этом же рисунке приведен график изменения сопротивления разрядного промежутка $[\Delta(1/R)]$, рассчитанный по величинам $\Delta U_{\max}$ и параметрам схемы питания лампы.

При исследовании световых сигналов измерялось превышение потока излучения разряда (ΔI_λ) в определенном спектральном интервале над

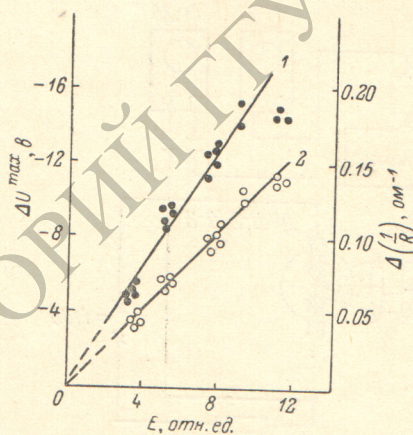


Рис. 3. Зависимости изменения напряжения (ΔU) на электродах лампы (1) и сопротивления $[\Delta(1/R)]$ разрядного промежутка (2) от энергии лазерного импульса.

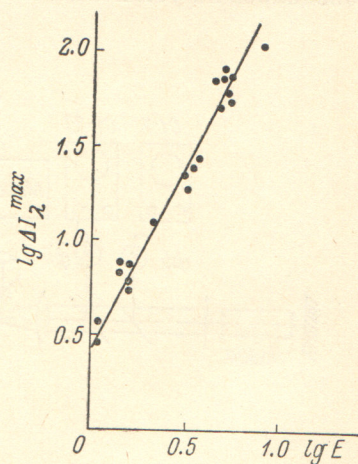
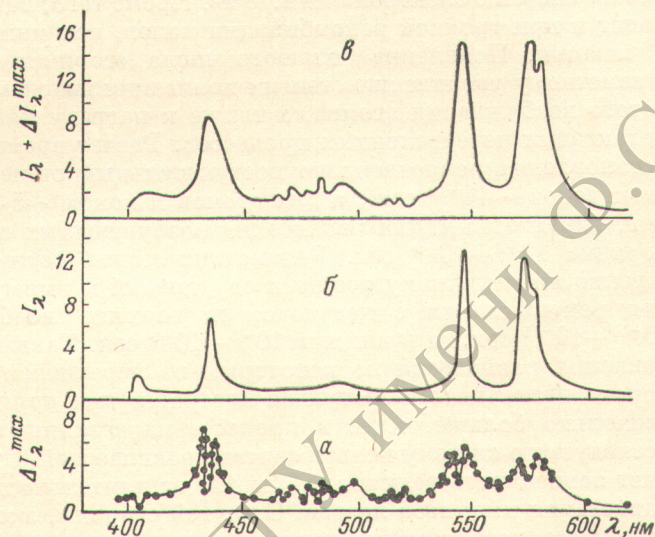


Рис. 4. Зависимость величины приращения потока излучения лампы ($\Delta I_{\lambda}^{\max}$) для $\lambda = 433$ нм от энергии лазерного импульса. Прямая линия соответствует квадратичной зависимости.

поток, излучаемым невозбужденным разрядом в том же спектральном интервале. Импульсы ΔI_λ , подобно импульсу ΔU , имеют крутой фронт нарастания и медленный монотонный спад. При одном и том же импульсе возбуждения спад ΔI_λ быстрее спада $\Delta U \sim$ в 1.5 раза. Зависимости ΔI_λ от длительности импульса возбуждения и темпа спада от $\Delta I_\lambda^{\max}$ подобны аналогичным зависимостям для импульса ΔU . На рис. 4 приведена зависимость $\Delta I_\lambda^{\max}$ при $\lambda = 433$ нм от энергии возбуждающего излучения E (длительность накачки постоянна). Видно, что в исследуемом диапазоне

накачек наблюдается квадратичное приращение потока излучения. Подобные квадратичные зависимости получены для длин волн $\lambda=512, 546, 577$ и 579 нм, расположенных как в области фона, так и в пределах атомных линий HgI. Для повышения точности измерений $\Delta I_{\lambda}^{\max}$ проводились многократные измерения при одновременном контроле параметров лазерного импульса и режима питания разряда. На спектре $\Delta I_{\lambda}^{\max}$, изображенном на рис. 5, приведены точки, относящиеся к случаям возбуждения импульсами с близкими параметрами. На этом же рисунке показан спектр излучения невозбужденного разряда (I_{λ}), снятый на той же установке, и сумма $\Delta I_{\lambda}^{\max} + I_{\lambda}$, очевидно, представляющая собой спектр свечения возбужденного разряда. Видно, что возбуждение приводит к увеличению потока излучения как в области фона, так и в линиях HgI, причем последние заметно уширены по сравнению с невозбужденным спектром. Это уши-

Рис. 5. Спектр приращения потока излучения ($\Delta I_{\lambda}^{\max}$) лампы при возбуждении (а), спектр излучения (I_{λ}) лампы в отсутствии возбуждения (б), спектр излучения ($\Delta I_{\lambda}^{\max} + I_{\lambda}$) возбужденной лампы (в).



рение и определяет сложный вид спектра $\Delta I_{\lambda}^{\max}$ в пределах линий. Кроме того, есть основания предположить возникновение линий HgII, интенсивность которых, однако, находится на уровне, близком к величинам ошибок эксперимента.

Рассмотрим наблюдаемые явления с точки зрения различных механизмов воздействия лазерного излучения на плазму. Увеличение интенсивности излучения (почти в два раза в исследованном диапазоне) свидетельствует о внесении дополнительной энергии в разрядный промежуток. В то же время элементарный расчет показывает, что уменьшение напряжения на разрядном промежутке приводит к падению подводимой к разряду из сети энергии (примерно на $\sim 10^{-3}$ дж за время вспышки излучения $\sim 10^{-5}$ сек.). Очевидно, что источником добавочной энергии является лазерное излучение. Как известно, атомарная ртуть в основном состоянии — главный компонент среды, в которой протекает разряд, не имеет полос поглощения в области 694.3 нм. С другой стороны, поглощение излучения может быть связано, как с переходами между возбужденными состояниями HgI (свободно-связанное поглощение и связано-связанное поглощение), так и с взаимодействием свободных электронов с ионами и атомами (свободно-свободное поглощение). Оценка величины коэффициента поглощения (κ_{λ}), проведенная по формулам, приведенным для перечисленных механизмов в [1, 2], показала, что основную роль играют свободно-связанные переходы и свободно-свободные переходы при взаимодействии с атомами. Расчет величин κ_{λ} , результаты которого приведены ниже, проводился при предположении о неизменности величины κ_{λ} в течение импульса накачки, что, вообще говоря, не верно, так как обнаруженное в эксперименте увеличение концентрации свободных электронов должно

привести к возрастанию свободно-свободного поглощения [2, 3]. Однако это предположение дает возможность правильно оценить порядок величины χ_λ . Необходимые для подсчета χ_λ величины концентрации атомов ($N_a = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), электронов ($N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и ионов ($N_i = N_e$) определялись по известным формулам для идеального газа и параметрам разряда: температура 8000° К , давление 25 атм. Результаты подсчета дали величину суммарного $\chi_\lambda = 0.05 \text{ см}^{-1}$, причем 80% этой величины составляет поглощение при свободно-связанных переходах, а остальное связано со свободно-свободными переходами.¹ Учет размера тела свечения разряда дает энергию, поглощенную плазмой $\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ дж или $\sim 10^{16}$ эв, т. е. поглощенная энергия примерно равна энергии, подводимой из сети за 10^{-5} сек. Каждый акт свободно-связанного поглощения приводит к фотоионизации атомов. Каждый акт свободно-свободного поглощения увеличивает энергию электрона на 1.78 эв. Кроме того, нагрев электронов происходит и при тройной рекомбинации ионов, возникших в результате фотоионизации. Появление большого числа «горячих» электронов приводит к заметному увеличению степени ионизации плазмы и числа актов ступенчатого возбуждения атомов, а также к нагреву плазмы. Оценим времена релаксации перечисленных процессов. Расчет времени, необходимого для установления равновесия по поступательным степеням свободы, дал для электронов $\sim 10^{-12}$ сек., а для атомов и ионов $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек. Оценки времен, характерных для релаксации возбужденных атомов, дали величины порядка 10^{-8} — 10^{-9} сек. Релаксация ионов осуществляется преимущественно по механизму тройных соударений и имеет характерные времена для рекомбинации с переходом в верхние возбужденные состояния 10^{-10} — 10^{-11} сек., а в нижние 10^{-8} — 10^{-9} сек. Таким образом, время установления равновесия по некоторым из перечисленных степеней свободы короче длительности импульса лазера, а для других — соизмеримо или несколько больше, т. е. в процессе нарастания импульсов ΔU и ΔI_λ исследуемую систему нельзя считать равновесной. Это, в частности, объясняет зависимость величин ΔU и ΔI_λ от длительности и крутизны фронта нарастания импульса лазера. С другой стороны, эксперимент показывает, что время возвращения системы в исходное состояние очень велико (10^{-5} сек.), т. е. в период затухания систему можно считать квазиравновесной по отношению к перечисленным степеням свободы. При этом ее можно характеризовать в каждый момент времени температурой, определяющей степень ионизации и распределение атомов по возбужденным состояниям. В этом случае формула Саха дает возможность оценить температуру системы по приращению концентрации электронов (ΔN_e). Оценку ΔN_e можно провести как по увеличению интенсивности свечения фона (который связан в основном с процессами рекомбинации и с тормозным излучением, т. е. пропорционален N_e^2), так и по увеличению проводимости разрядного промежутка, связанной с числом и подвижностью электронов. Первая оценка дает увеличение N_e на $\sim 50\%$, а вторая (в предположении малого изменения подвижности и объема плазмы) — на $\sim 100\%$, т. е. величина ΔN_e составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Такое приращение N_e соответствует, согласно формуле Саха, увеличению температуры плазмы на $(400 \div 800)^\circ \text{ К}$.²

Таким образом, наблюдаемое экспериментально уменьшение напряжения на разрядном промежутке связано как с фотоионизацией, так и с нагревом электронов лазерным излучением, причем последний процесс весьма существенен. Так как времена релаксации возбужденных атомов и рекомбинации ионов соизмеримы с длительностью импульса лазера, то точный закон, связывающий величину ΔN_e с падающей энергией излу-

¹ При расчете величины χ_λ , связанной со взаимодействиями с атомами, величина сечения торможения принималась равной 10^{-15} см^2 .

² Применимость формулы Саха на стадии разгорания импульсов ΔU и ΔI_λ не очевидна, однако эта формула применима для стадии затухания при временах от 10^{-7} сек. и более. В связи с этим для максимума зависимостей ΔU и ΔI_λ от времени формула Саха дает правильный порядок величины ΔI .

ния лазера установить трудно. Можно лишь предположить, что этот закон близок к линейному, что, по-видимому, связано с малым изменением температуры плазмы в используемом в эксперименте диапазоне энергий излучения лазера. Увеличение потока излучения лампы в области фона, пропорциональное, как уже говорилось, квадрату числа электронов, в этом случае будет квадратично связано с энергией лазера. Прирост потока в линиях должен быть связан с увеличением населенности соответствующих состояний HgI. Последнее, в свою очередь, может быть связано как с заселением в результате рекомбинации при тройных соударениях, так и в результате ступенчатого возбуждения электронным ударом, а также при каскадных переходах из верхних возбужденных состояний, заселяемых при рекомбинации ионов. Наблюдаемая экспериментально квадратичная зависимость $\Delta I_{\lambda}^{\max}$ от E свидетельствует в пользу второго механизма: для возбуждения всех исследованных линий необходимо два удара, причем два из четырех (6^1P_1 , 6^3P_2 , 6^3P_1 и 6^3P_0) возможных промежуточных состояний метастабильны. Возрастание ширины линий свечения разряда связано, очевидно, с увеличением концентрации электронов и ионов, которое приводит к возрастанию штарковского уширения. После прохождения лазерного импульса происходит остывание плазмы, сопровождающееся уменьшением степени ионизации и заселения возбужденных состояний HgI. Оценка баланса энергии в возбужденной плазме, проведенная в предположении, что плазма под действием лазерного излучения прогрелась от 8000 до 8600° К, число электронов увеличилось на 75%, а поток излучения на 100%, показала, что расход энергии на добавочную ионизацию и возбуждение, на подогрев исходных электронов, ионов и атомов, на нагрев новых электронов и ионов и на излучение составляет ~30% от поглощенной. Остальная часть, очевидно, теряется за счет теплопроводности и расходуется на газодинамическое расширение плазмы, которые и определяют темп остывания плазмы. Если соотношение между тепловой энергией плазмы и энергией газодинамического движения близко к идеальному (1 : 3) [4], то можно оценить характерное для движения время по формуле, приведенной в [4]

$$t_0 = \left(3r_0^2 \frac{G}{Q} \right)^{1/3},$$

где $r_0 = 0.45$ мм — начальный радиус плазменного объема; $G = 6 \cdot 10^{-6}$ г — масса плазмы; $Q \approx 10^{12}$ эрг/сек. — мощность подводимой энергии. Оценка дает $t_0 \approx 5 \cdot 10^{-7}$ сек., т. е. разлет плазмы в течение длительности импульса лазера мал и должен учитываться только в процессе остывания. Возможно этот процесс и определяет наблюдаемое в эксперименте уменьшение скорости спада импульсов ΔU и ΔI_{λ} при увеличении возбуждения. Немонотонный характер спада $\Delta U(t)$, вероятно, связан с неоднородностями плазменного объема. Приведенные результаты численных оценок носят приближенный характер и требуют дальнейших уточнений, для чего, в свою очередь, нужны более детальные исследования описанного явления.

Пользуемся случаем поблагодарить С. И. Андреева, Д. Б. Гуревич, И. В. Подмошенского и С. Г. Пржебелского за ценные замечания при обсуждении результатов работы и Н. А. Чигирия за помощь в некоторых экспериментах.

Литература

- [1] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. «Наука», М., 1966.
- [2] Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Ю. П. Райзер. ПМТФ, № 3, 27 1970.
- [3] Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 56, 789, 1969.
- [4] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.

Поступило в Редакцию 26 апреля 1971 г.