

ИЗМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ АЛЮМИНОВОЙ
ПОВЕРХНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНОГО
ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

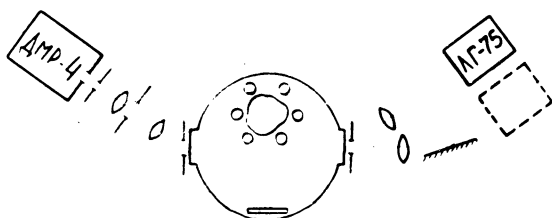
Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, В. А. Рубцов,
А. В. Шелоболин

Тенденция к повышению энергетических характеристик лазерных систем связана с использованием все более мощных источников накачки. Световые потоки, создаваемые современными импульсными лампами, достигают величины 10^4 Вт/см², и их дальнейшее увеличение может существенно сказаться на эффективности осветителей, так как коэффициенты отражения металлических поверхностей резко падают при облучении мощными потоками света /1/. Имеющиеся результаты по изменению коэффициента отражения под действием сфокусированного лазерного излучения являются недостаточными, в первую очередь в связи с тем, что эти данные относятся к узкому спектральному интервалу падающего излучения.

В настоящей работе проведено измерение коэффициента отражения алюминиевой поверхности при облучении мощными нефокусированными световыми потоками. Источником служил сильноточный самосжатый литиевый разряд /2/, излучающий в широком спектральном интервале вплоть до вакуумного ультрафиолета (50% излучаемой энергии соответствует $\lambda \leq 2500 \text{ \AA}$).

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Поверхность открытого разряда длиной 26 см с диаметром обратных проводов 5 см находилась на расстоянии 5 см от исследуемого зеркала. Световые потоки на алюминиевом зеркале достигали $3,5 \cdot 10^5$ Вт/см². Потоки измерялись калориметрическим методом. Источником зондирующего излучения служил He-Ne лазер (ЛП-75). Измерение коэффициента отражения проводилось под углом 72° , равным главному углу паде-

ния для алюминия. Отраженный от зеркала луч проходил через систему линз, диафрагм и монохроматор ДМР-4, а затем регистрировался фотозлементом с фотокатодом $Ag-Cs-O$. Выбранная оптическая система обеспечивала отношение сигнал/фон = 20 при начальном отношении светового потока разряда к мощности лазера 10^6 .

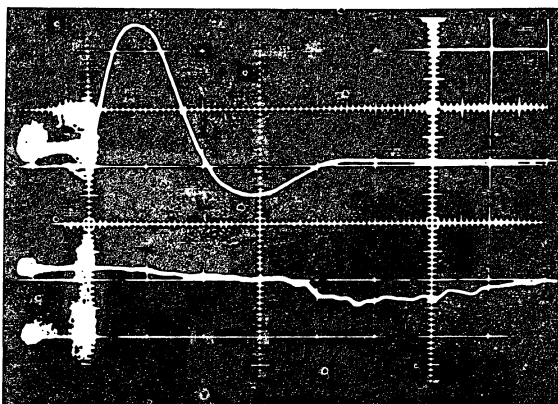


Р и с. 1. Схема эксперимента.

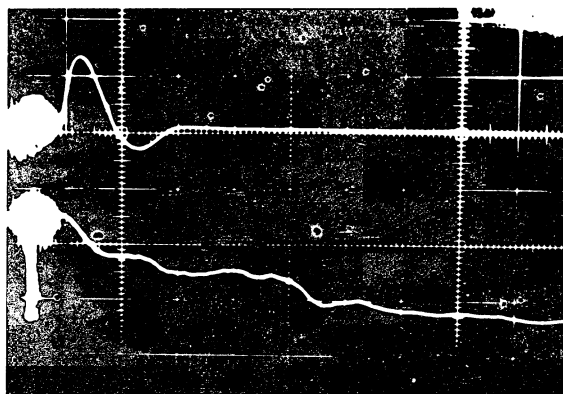
Для проверки возможного поглощения луча лазера расширяющейся плазмой регистрирующая аппаратура устанавливалась в положение, при котором зондирующий луч осуществлял прямой просвет камеры вне обратных проводов. Ход луча He-Ne лазера при этом показан на рис. 1 пунктиром. На рис. 2 приведена осциллограмма, соответствующая прямому просвету камеры. Как видно, в течение первых 150 мксек, то есть $3/4$ периода тока плазма практически не выходит за обратные провода и не искажает картину исследуемых процессов.

На рис. 3 показана осциллограмма, соответствующая отражению от массивного алюминиевого зеркала при среднем потоке на его поверхности $2,2 \cdot 10^5$ вт/см². Отчетливо прослеживается ступенчатая структура сигнала. Первое падение амплитуды обусловлено снижением коэффициента отражения зеркала, второе - выходом продуктов разряда за обратные провода, и третье - оседанием продуктов разряда на окнах камеры и зеркала. Аналогичный характер имеет и осциллограмма, соответствующая потоку $3,4 \cdot 10^5$ вт/см².

Наблюдаемое снижение коэффициента отражения при потоке $2,2 \times 10^5$ вт/см² составляет 30% от начального. Для выяснения причин этого явления рассмотрим нагрев массивной металлической поверхности тепловым потоком. Считая поток линейно нарастающим со временем $q = \alpha t$, а коэффициент отражения линейно падающим $R =$



Р и с. 2. Осциллограмма прямого просвета камеры.
Развертка 50 мксек/см.



Р и с. 3. Осциллограмма сигнала, отраженного от зеркала.
Развертка 100 мксек/см.

$= R_0 - \beta t$, поглощаемый поток можно представить в виде $q = (1 - R_0) \alpha t + \alpha \beta t^2$. Тогда приращение температуры поверхностного слоя можно записать (в обозначениях /4/) следующим образом:

$$\Delta T(x = 0, t) = \frac{\alpha \sqrt{a}}{2\sqrt{\pi k}} t^{3/2} \left[\frac{4}{3} (1 - R_0) + \frac{16}{15} \beta t \right], \quad (I)$$

что при табличных значениях α и a для алюминия, а также $R_0 = 0,72$ для нормального падения, времени нарастания потока $t = 4,5 \cdot 10^{-5}$ сек, $\alpha = q/t = 4,9 \cdot 10^9$ дж/см²сек², $\beta t = R_0 - R = 0,20$ дает искомое приращение температуры $\Delta T = 745^\circ$, в то время, как $t_{пл} = 660^\circ C$.

По оценкам на основе /I/ в течение большей части времени разряда энергия расходуется на нагревание и плавление поверхности зеркала, а не на его прогрев в глубину. Этим и объясняется измеренное снижение коэффициента отражения, которое согласуется с результатами, приведенными в /I/. Оценки также дают, что глубина расплавленного слоя составляет около 40 мк. В соответствии с этим на поверхности зеркала наблюдаются характерные следы плавления. При повышении потока до $3,5 \cdot 10^5$ вт/см² характер явления не меняется, лишь глубина расплавленного слоя увеличивается до 60 мк.

Необходимо отметить, что в случае, когда спектр разряда ограничивался областью $\lambda > 2200 \text{ \AA}$ (зеркало прикрывалось кварцевой пластиной), снижения коэффициента отражения не наблюдалось, что, по-видимому, свидетельствует о решающей роли ультрафиолетового излучения в нагреве поверхности металла.

В эксперименте измерялось отношение коэффициента отражения нагретого зеркала R к коэффициенту отражения при комнатной температуре R_0 . По формулам Френеля это отношение /4/

$$\rho = \frac{R}{R_0} = \frac{n^2(1 + \chi^2) - 2np + p^2}{n^2(1 + \chi^2) + 2np + p^2} \frac{1}{R_0}, \quad (2)$$

где $p = \cos \theta$ - косинус угла падения зондирующего луча, n и χ - действительная и мнимая части показателя преломления $n' = n(1 - i\chi)$. Решая (2) относительно n , из условия вещественности последнего получим

$$\chi^2 < \frac{(1 + \rho R_0)^2}{(1 - \rho R_0)^2} - 1.$$

В нашем случае ($R_0 = 0,72$; $\rho = 0,67$) получается $\chi \leq 2,68$, вместо $\chi = 6,08$ при комнатной температуре /6/, то есть при переходе от твердой к жидкой фазе коэффициент экстинкции значительно уменьшается. Столь же малые величины χ имеют и другие жидкие металлы, например, для ртути при комнатной температуре $\chi = 2,6$ /4/.

В случае жидкого металла теория свободных электронов дает результаты, хорошо совпадающие с экспериментом, если эффективное число столкновений τ и количество свободных электронов N считать переменными параметрами /5/. Известно, что для $\Delta 1$ в видимой области спектра при отражении имеет место нормальный скин-эффект /6/. Даже при комнатной температуре поправки, связанные с аномальностью, невелики. Предполагая, что в жидкой фазе носителями становятся все валентные электроны, легко найти зависимость n от χ по формуле /6/

$$N = \frac{0,1115}{\lambda^2} 10^{22} [1 + n^2(\chi^2 - 1)] \left\{ 1 + \frac{4n^4\chi^2}{[1 + n^2(\chi^2 - 1)]^2} \right\}, \quad (4)$$

а зная $\sigma = n^2\chi\omega/2\chi$ при $\mu = 1$, можно получить из соотношений теории свободных электронов

$$\tau = \frac{n^{-2} + \chi^2 + 1}{2\omega\chi} \quad (5)$$

и

$$\sigma = \frac{2Ne^2}{m\omega} \cdot \frac{\chi(n^{-2} + \chi^2 - 1)}{4\chi^2 + (n^{-2} + \chi^2 - 1)^2} = \frac{\sigma_{см}}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (6)$$

(обозначения те же, что в /4/).

Используя соотношения (4) - (6), можно показать, что при изменении χ от 1,4 до 2,68 n меняется слабо, а изменения σ не превышают 25%, то есть не выходят за пределы справедливости применяемой теории при частотах видимого диапазона.

Зная статическую проводимость жидкого алюминия $\sigma_{см} = 3 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹ /7/, можно рассчитать σ на частоте зондирующего излучения. Для $\chi = 2,68$, $\sigma = 1,2 \cdot 10^{16}$ сек⁻¹, что согласуется с проводимостью, рассчитанной по экспериментальным данным.

В заключение следует отметить, что методика, аналогичная развитой в данной работе, в совокупности с классическими мето-

дами металлооптики может быть использована для нахождения оптических констант и проводимости при высоких температурах даже таких тугоплавких металлов, как вольфрам, молибден и др.

Авторы благодарят Г. П. Мотулевич за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
25 января 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Анисимов и др. Действие излучения обильной мощности на металлы, "Наука", Москва, 1970 г.
2. А. Д. Клементов, Г. В. Михайлов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко. ТВТ, 8, 736 (1970).
3. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. "Наука", 1965 г.
4. Р. Дитчберн. Физическая оптика. "Наука", 1965 г.
5. J. N. Hodson. Phil. Mag., 2, 271 (1962).
6. Г. П. Мотулевич. Оптические свойства металлов. "Наука", Москва, 1971 г.
7. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. "Мир", Москва, 1972 г.