

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБОЯ В  $N_2$  ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ПИКОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА РУБИНЕ

И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров

В настоящее время достигнуты определенные успехи в генерации и усилении пикосекундных импульсов оптического излучения. Это значительно расширяет экспериментальные возможности для изучения явления оптического пробоя в прозрачных средах. Для случая газов варьируя условия эксперимента возможно осуществить пробой как за счет лавинного механизма, так и из-за непосредственной ионизации атомов или молекул в поле сильной световой волны, частота которой значительно меньше потенциала ионизации [1, 2]. Как известно [3], при лавинном механизме пробоя в газах пороговая интенсивность пробоя качественно определяется условием  $I_{\text{пор}} = A\Delta/P\tau$ , где  $P$  – давление газа,  $\Delta$  – его потенциал ионизации,  $\tau$  – длительность импульса. При значительном сокращении длительности импульса  $\tau$  пороговая интенсивность лавинного пробоя резко возрастает и определяющую роль в развитии пробоя может играть непосредственная ионизация в поле сильной световой волны [4]. Для последнего случая порог пробоя слабо зависит от давления газа  $P$ , в то время как для лавины порог пробоя изменяется как  $1/P$ . Это дает возможность экспериментальной проверки преобладающего механизма пробоя в газах при заданной длительности импульса излучения.

В настоящей работе мы исследовали зависимость порога пробоя от давления в газообразном азоте в диапазоне давлений от 2 до  $10^4$  мм рт.ст. Длительность импульса генерации была от 30 до 100 псек.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве генератора 1 был использован кольцевой оптический квантовый генератор бегущей волны в режиме генерации сверхкоротких импульсов, аналогичный описанному в работе [5]. Выделение одного импульса из серии генерируемых осуществлялось по хорошо известной схеме управляемого лазерным излучением разрядника [6], коммутирующего ячейку Поккельса. Выделенный импульс усиливался двумя каскадами усилителя 6, каждый из которых состоял из рубинового стержня длиной 240 мк и диаметром 15 мк с торцами обработанными под углом Брюстера. Пробой осуществлялся в камере 13. Фокусное расстояние фокусирующей линзы  $F = 2$  см. Факт появления пробоя регистрировался фо-

тоумножителем 17 в сочетании с осциллографом 18. Рассеянный лазерный свет полностью поглощался фильтром 16 и на фотоумножитель не попадал. Энергия в импульсе определялась с помощью калиброванного фотоэлемента 9 в сочетании со скоростным осциллографом 10 типа И2 - 7. Калибровка осуществлялась калориметром 15. Время разрешения всей системы, равное 0,2 нсек, позволяло контролировать временную картину выделенного излучения. Эксперименты проводились с одиночными импульсами, длительность которых была меньше времени раз-

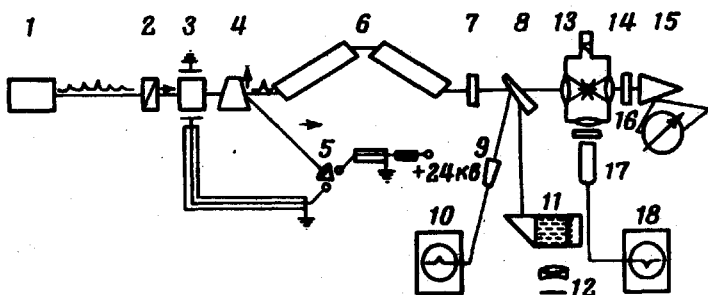


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 - оптический генератор, 2 - призма Глана, 3 - ячейка Поккельса, 4 - призма из кальцита, 5 - разрядник, 6 - оптический усилитель, 7, 14 - красные фильтры, 8 - клин из стекла, 9 - коаксиальный фотоэлемент, 10 - скоростной осциллограф, 11 - ячейка с красителем (Родамин-6G), 12 - фотоаппарат, 13 - камера, 15 - калориметр, 16 -  $\text{CuSO}_4$  - фильтр, 17 - фотоумножитель, 18 - низкочастотный осциллограф. Стрелками показана поляризация излучения

решения системы фотоэлектрической регистрации. Истинная длительность измерялась по известной методике "столкновения" световых импульсов в среде, люминесцирующей при двухфотонном возбуждении [7]. Абсолютная величина интенсивности люминесценции была использована для дополнительного контроля мощности светового импульса. Площадь сечения потока излучения в фокусе линзы определялась по уровню половинной интенсивности непосредственным фотографированием фокального пятна с последующей фотометрической обработкой. Результаты эксперимента приведены на рис. 2.

Данные относятся к случаю, когда длительность импульса оптического излучения составляла  $5 \cdot 10^{-11}$  сек, а площадь сечения в области фокуса  $3 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>.

Как видно из данных рис. 2, в области высоких давлений имеется сильная зависимость порога пробоя от давления  $I \sim P^{0,5}$ . Такая зави-

симость характерна для лавинного механизма пробоя в молекулярных газах и была обнаружена ранее в экспериментах по пробоем при использовании импульсов излучения наносекундной длительности [8]. Сравнение полученных нами в этой области давлений пороговых интенсивностей пробоя с данными по пробоем наносекундными импульсами [8] показывает, что сокращение длительности импульса  $\tau$  приводит к росту пороговой интенсивности по закону  $I \sim 1/\tau$ . Аналогичный результат для лазера на стекле с неодимом был получен в работе [9].

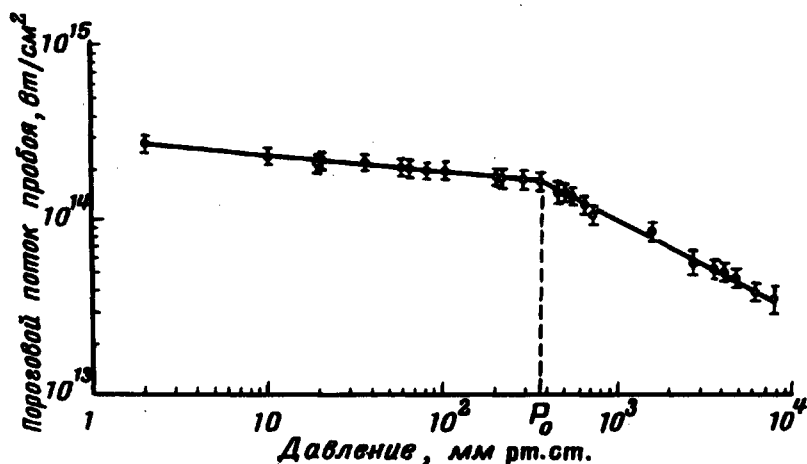


Рис. 2. Экспериментальная зависимость порогового потока пробоя в  $N_2$  от давления газа. Ошибка в определении абсолютной величины потока составляет 30%

При давлениях, меньших, чем  $P_0 = 360$  мм рт.ст., зависимость пороговой интенсивности от давления резко ослабевает. Это указывает на смену механизмов пробоя в точке  $P_0$ . В области низких давлений  $P < P_0$  пробоем осуществляется через механизм непосредственной фотоионизации молекул в поле сильной световой волны.

Экспериментальная зависимость порога пробоя от давления оказывается несколько слабее предсказываемой теорией [2, 4], что, по-видимому, можно объяснить полной ионизацией частиц газа при пороговых значениях интенсивности. Экспериментальное значение вероятности фотоионизации  $w_0$  в единицу времени на один атом, получающееся в предположении, что за время длительности импульса  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$  сек осуществляется полная ионизация атомов в объеме фокуса, равно  $w_0 = 1/\tau = 0,2 \cdot 10^{11}$  сек<sup>-1</sup>. Расчет по теоретическим формулам работы [2] для пороговых интенсивностей потока дает величину  $w_0 = 4,6 \cdot 10^{11}$  сек<sup>-1</sup>. Учитывая очень сильную зависимость  $w_0$  от интенсивности поля, различие расчетной и экспериментальной величины  $w_0$  невелико и может

быть связано, в частности, с ошибкой в экспериментальном определении абсолютной величины пороговой плотности потока излучения.

Интересно отметить тот факт, что в условиях нашего эксперимента введенный в [2] параметр  $\gamma$  близок к единице, т.е., в эксперименте реализуется промежуточный случай между многоквантовой фотоионизацией и непосредственным туннелированием электронов в поле сильной световой волны.

Полученные в работе результаты свидетельствуют о том, что переход к пикосекундным длительностям импульсов позволяет наблюдать непосредственную фотоионизацию, приводящую к пробоям, в поле сильной электромагнитной волны, в области относительно высоких давлений исследуемых газов. Лавинный механизм пробоя при этом полностью исключается. Появляется возможность проводить исследования как в области многофотонной ионизации, так и непосредственного туннелирования электрона в поле сильной электромагнитной волны.

Авторы благодарны В.И.Вовченко и М.В.Евтееву за помощь при получении экспериментальных данных и их обработке.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
9 апреля 1969 г.

### Литература

- [1] Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 46, 1090, 1964.
- [2] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
- [3] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150, 1964.
- [4] Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров. ЖЭТФ, 52, 1610, 1967.
- [5] И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 7, 117, 1968.
- [6] W. K. Pendleton, A. H. Guenther. Rev. Scient. Instrum., 36, 1546, 1965; С.Д.Кайтмазов, М.С.Матяев, А.А.Медведев, А.М.Прохоров. Доклад на научно-технической конференции по квантовой электронике, г.Ереван, 17 – 19 октября, 1967 г.
- [7] С.Д.Кайтмазов, И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. ДАН СССР, 180, 1331, 1968.
- [8] R. G. Tomlinson, E. K. Damon, H. T. Buscher. Physics of Quantum Electronics, New York, 1966, p. 520. (см. перевод в сб. Действие лазерного излучения. М., Изд. Мир, 1968.
- [9] A. J. Alcock, M. C. Richardson. Phys. Rev. Lett., 21, 667, 1968.