

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА СВЕТОВОГО ПРОБОЯ В ВОЗДУХЕ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В. И. Еремин, Л. В. Норинский, В. А. Прядкин

В настоящее время хорошо изучено явление оптического пробоя газа в фокусе интенсивной световой волны в инфракрасном и видимом диапазонах на длинах волн 1,06, 0,69, 0,53 мк. Известно, что явление пробоя связано как с лавинным размножением свободных электронов, так и многофотонными процессами. Следует отметить, что по вопросу влияния многофотонных процессов на явление пробоя в настоящее время нет полной ясности. Поэтому представляет значительный интерес получение экспериментальных данных по оптическому пробоя в ультрафиолетовом диапазоне на длинах волн 0,35 и 0,265 мк.

В связи с небольшой разностью частот рубиновых и неодимовых лазеров, а также в связи с появлением различных систематических ошибок из-за различной расходимости излучений, различных условий фокусирования и т. д., в работе [1] было предложено измерять частотную зависимость пороговой напряженности поля на гармониках основного излучения.

Используя предложенный в [2] метод каскадного преобразования частот, можно получать излучение различных длин волн с достаточно хорошо контролируемой геометрией луча и соотношением длительностей импульсов.

В настоящей работе применялась схема, эффективного стабилизированного преобразования в ультрафиолетовый диапазон [3]. Были выполнены относительные измерения пороговых плотностей мощности в ультрафиолетовом диапазоне и повторены измерения, сделанные в работе [1].

Во всех диапазонах длин волн пробой наблюдался на кварцевой плосковыпуклой линзе L_1 с фокусным расстоянием 75 мк. Расходимость измерялась с помощью длиннофокусной линзы L_2 с $f = 2,0$ м.

Схема измерений пороговых энергий представлена на рисунке. Пороговая энергия излучения измерялась как с помощью "связанного" калориметра, так и непосредственно калориметром с учетом потерь на линзе, а также по методике работы [1].

Относительно длиннофокусная линза позволяла фиксировать пороговые значения энергии по появлению небольшой, короткой искры с точностью до 13%.

Известно, что квадраты напряженностей пороговых полей E_1^{Π} и E_n^{Π} относятся как

$$[E_1^{\Pi} / E_n^{\Pi}]^2 = W_1^{\Pi} s_n \tau_n / W_n^{\Pi} s_1 \tau_1 = F_1 / F_n ;$$

$W_{1;n}^{\Pi}$ — пороговые энергии, измеренные калориметром, $S_{1;n}$ — площади фокальных пятен на основной частоте и соответствующей гармонике, $\tau_{1;n}$ — длительность импульса, $F_{1;n}$ — пороговая плотность мощности.

Соотношение длительностей импульсов гармоник при умножении частоты соответствовало величине $\sqrt{2}$, также соотношение s_n/s_1 соответствующих гармоник было равно 0,7. Диаметр фокусного пятна определялся по известной формуле $d = af$.

В таблице представлены частотные зависимости относительных изменений пороговых плотностей мощности относительно основной гармонике. Абсолютное измерение величины пороговой плотности мощности, сделанное на длине волны 1,06 мк, в пределах ошибки измерения совпадает со значением, полученным в работе [1]. Следует отметить хорошее совпадение величины отношения пороговых плотностей мощности пробоя для основной и второй гармонике с относительной величиной, приводящейся в той же работе.

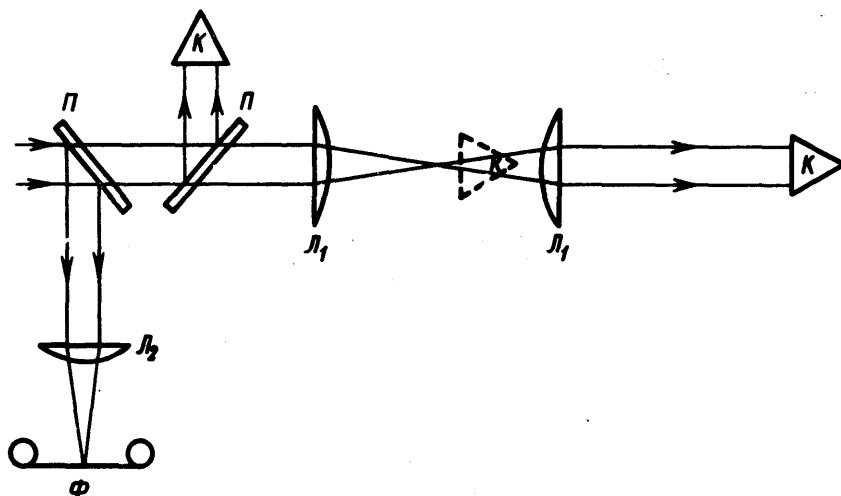


Схема измерения пороговой плотности энергии: K – калориметры, Π – делительные кварцевые пластины, L_1, L_2 – кварцевые линзы с $f = 75$ мм и $f = 2000$ мм, Φ – фотопленка

Полученные данные о частотной зависимости порогового пробоя достаточно хорошо совпадают с частотной зависимостью работы [4]. Согласно результатам нашей работы наблюдается более сильная зависимость пороговых значений от частоты. По-видимому, это можно объяснить учетом изменения расходимости гармоник при каскадном преобразовании, в отличие от работы [4], где для всех длин волн берется одно и то же значение расходимости. Отсутствие в этой работе данных о длине кристаллов и когерентной длине взаимодействия не позволяет провести более детальное сопоставление результатов

Отношение плотностей мощности соответствующих гармоник	F_1 / F_2	F_1 / F_3	F_1 / F_4
Величина отношения	0,65	1,0	1,7
Погрешность	15 – 20%	20 – 25%	

Согласно существующим представлениям о развитии оптического пробоя в газе, пороговая интенсивность излучения должна монотонно увеличиваться пропорционально квадрату частоты [5 – 7]. Экспериментальные результаты настоящей работы, а также [4], полученные для воздуха при атмосферном давлении, показывают немонотонный характер этой зависимости. Пороговая интенсивность заметно падает на длинах волн ультрафиолетового диапазона.

Полагая, что процесс оптического пробоя включает в себя начальную стадию – появление электронов и ионов, и последующую стадию – "столкновительную", можно, не приводя здесь соответствующих расчетов, высказать о частотной зависимости порогового пробоя в воздухе следующее.

Как показывают оценки, для экспериментальных средних полей, появление начальных электронов, необходимых для развития лавины, может быть объяснено эффектом многофотонной ионизации молекул газа. Вероятность такого процесса для молекул (типа H_2 , O_2 , N_2 , CO_2 , CO и т. д.) увеличивается с укорочением длины волны, при одной и той же напряженности поля, за счет уменьшения числа одновременно поглощаемых квантов и имеет резонансный характер. Или можно считать, что уменьшается необходимая величина напряженности поля при одной и той же вероятности.

Излучение с $\lambda = 0,265 \mu\text{м}$ является особым в том смысле, что на этой частоте должны проявляться наиболее вероятные одноквантовые процессы возбуждения дискретного электронного спектра молекулы, что в свою очередь резко увеличивает вероятность ионизации (или снижает величину напряженности поля, при которой появляются "затравочные" электроны), т. е. число "затравочных" электронов значительно увеличивается.

Для "столкновительной" стадии развития пробоя можно предположить значительное влияние фотоионизации возбужденных электронным ударом атомов и молекул: чем больше частота излучения, тем существеннее ее влияние [8].

Объяснение немонотонной частотной зависимости порогового пробоя в газах требует проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Можно считать, что для получения более точных относительных и абсолютных данных о частотной зависимости порогового пробоя в газах, необходимо проводить эксперименты с пространственно одномодовым излучением, чтобы избежать влияния нерегулярности структуры сечения многомодового лазера.

В заключение авторы благодарят А.И.Ковригина за полезные обсуждения.

Всесоюзный
электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
18 марта 1971 г.

Литература

- [1] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, М.М.Струков, Р.В.Хохлов. Письма в ЖЭТФ, 1, вып. 1, стр. 42, 1965.
- [2] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, Р.В.Хохлов, А.С.Пискарскарс. Письма в ЖЭТФ, 2, 223, 1965.

- [3] Л.В.Норинский, В.А.Колосов. Письма в ЖЭТФ, 13, 189, 1971.
- [4] Barthelemy Claude, Michele Leblanc. C. r. Acad. Sci., 266, B1234, 1968.
- [5] A.V.Phelps. Physics of Quantum Electronics, 'New-York, 1966, p.538.
- [6] H.T.Buscher, R.G.Tomlinson, E.K.Damon. Phys. Rev. Lett., 15, 847, 1965.
- [7] L.R.Evans, Grey Morgan C. 9th Intern. Conf. Phenomera Ioniz. Cases, Bucharest, 1969, p.325.
- [8] В.А.Барынин, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 472, 1966.
-