

вдоль легкой оси, ДГ качалось относительно положения равновесия, при этом регистрировался магнитооптический сигнал δ , обусловленный смещением светлой полосы и отличный от нуля только в области смещения ДГ. При измерении δ плоскость ДГ устанавливалась параллельно щели ФЭУ с точностью не хуже 1° . Входная щель фотоумножителя соответствовала засвеченному участку поверхности образца в виде узкой полоски размером 0.2×10 мкм². Амплитуда раскачки ДГ выбиралась такой, чтобы δ был максимальным.

На рис. 2 представлена типичная зависимость магнитооптического сигнала, измеренного при сканировании щели ФЭУ в направлении смещения ДГ (ось X) для образца 2. Амплитуда раскачки ДГ была порядка 1 мкм. Полученный знакопеременный вид кривой подтверждается анализом формы магнитооптических сигналов от ДГ [6]. Дополнительные же пики на кривой $\delta(x)$, величина которых значительно меньше основных, являются результатом влияния дифракции света на зрачке объектива.

В последнем столбце таблицы приведены значения ширины ДГ в изучаемых образцах, полученные с помощью соотношения (2), и измеренных сигналов δ и δ_0 . Для сравнения в предпоследнем столбце таблицы представлены рассчитанные по формуле (1) с использованием магнитных характеристик образцов значения w . Согласие экспериментально определенных и расчетных величин w вполне удовлетворительное.

Измерение ширины ДГ в $Y_3Fe_5O_{12}$ проводилось при установленных под углом 45° плоскостях поляризации анализатора и поляризатора. В этом случае соотношение (2) имеет тот же вид, но $\delta_0 = 2\alpha_0$. Для 180-градусных ДГ в иттриевом феррит-гранате получено значение $w_3 = (0.06 \pm 0.02)$ мкм, при этом расчетное $w = 0.08$ мкм ($A = 4 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K = 6 \times 10^4$ эрг/см² из работы [8]).

В заключение авторы благодарят А. Я. Червоненкиса, вырастившего висмутсодержащие феррит-гранатовые пленки.

Список литературы

- [1] *Lerner R., Steyer A.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. Vol. 33. P. 531—541.
- [2] *Шветцов В. И., Антипов Г. В.* // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 194—199.
- [3] *Suzuki T., Suzuki H.* // Trans. on Mag. 1977. Vol. MAG-13. N 5. P. 1505—1507.
- [4] *Kranz J., Vuchepau U.* // IEEE Trans. on Mag. 1966. Vol. MAG-2. N 3. P. 297—301.
- [5] *Зубов В. Е., Криничик Г. С.* // ФТТ. 1979. Т. 21. С. 2816—2818.
- [6] *Кринчик Г. С., Штайн А. В., Ченурова Е. Е.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 12. С. 2014—2022.
- [7] *Кольер Р., Беркхард К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
- [8] *Белов К. П., Велянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А.* Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М.: Наука, 1965. 319 с.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ АЗОТА ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ РАЗРЯДА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Г. С. Коршунов, В. В. Устюжин

В работе [1] показано, что при пробое технического азота, содержащего до 5 % кислорода, в резонансном поле в случае воздействия на острый электрод импульсов положительной полярности с наносекундным фронтом при фиксированном значении пробивного напряжения $U_{пр}$ зависимость времени запаздывания t_3 пробоя от давления p газа имеет немонотонный характер. В зависимости от различных факторов максимумы кривых $t_3(p)$ лежат в области давлений 0.6—1.2 МПа, а абсолютные величины максимальных значений t_3 достигают 120—240 нс. При инициировании пробоя газовых промежутков с однородным полем лазерным излучением в случае его фокусировки на поверхность потенциального электрода с последнего в глубь промежутка на определенное расстояние за несколько наносекунд формируется плазменный факел [2], который в первом приближении можно рассматривать

как острее. В связи с тем, что напряжение на этом острие нарастает также за несколько наносекунд, можно считать этот случай идентичным случаю приложения импульса напряжения с наносекундным фронтом к промежутку острее—плоскость.

В настоящей работе исследованы зависимости времени запаздывания пробоя технического азота в однородном поле от давления в случае инициирования разряда лазерным импульсом с пиковой мощностью 20 МВт и длительностью на половине интенсивности 40 нс при различных способах его фокусировки в промежутке и значениях фиксированного пробивного напряжения.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Луч рубинового лазера 1, работающего в режиме модулируемой добротности, фокусировался линзой 2 с фокусным расстоянием 11 см на потенциальный электрод промежутка 3, образованного двумя плоскими электродами диаметром 60 мм с закругленными краями, размещенными в герметичной камере. Межэлектродное расстояние d во всех опытах равнялось 10 мм. В качестве источника высокого напряжения использовался генератор импульсных напряжений (ГИН) 4 с максимальной амплитудой импульса 400 кВ и длительностью фронта 0,2 мкс. Для осуществления синхронной работы

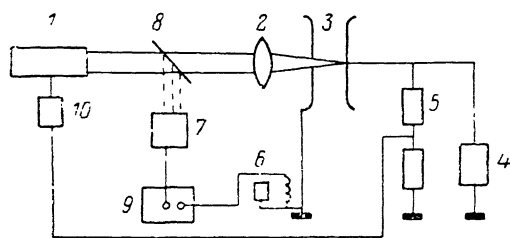


Рис. 1.

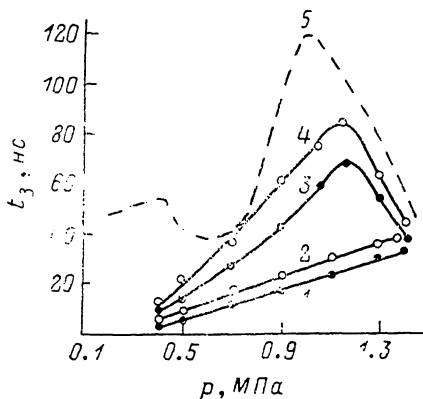


Рис. 2. Зависимости времени запаздывания пробоя азота от давления.

$U_{пр}$, кВ: 1, 3 — 130; 2, 4 — 123. 1, 2 — фокус на расстоянии 2 мм от электрода; 3, 4 — фокус на поверхности электрода; 5 — данные [1] при $U_{пр}=131$ кВ и $d=10$ мм.

ГИН и лазера пусковой сигнал подавался одновременно на схему управления лампами накачки лазера и через линию задержки на блок запуска разрядника первой ступени ГИН. При достижении за время порядка $0.6 \cdot 10^{-3}$ с лампами накачки пикового значения производился запуск ГИН, с делителя напряжения 5 сигнал поступал на схему управления модулятора добротности 10. Задержка появления лазерного излучения в исследуемом промежутке относительно прихода пускового сигнала на модулятор составляли 300 ± 10 нс. Время t_3 между моментом поступления излучения в промежуток и началом его пробоя фиксировалось на осциллографе 9 с помощью светоделителя 8, фотодиода 7 и токового шунта 6.

На рис. 2 приведены зависимости $t_3(p)$ при положительной полярности воздействующего напряжения. Из хода кривых 3 и 4 видно, что при фокусировке излучения на поверхность потенциального электрода имеет место явно выраженный максимум, подобный полученному в [1] при пробое азота в промежутке острее—плоскость в наносекундном диапазоне (кривая 5). Этот факт указывает на то, что развитие разряда в наших условиях также происходит в резконеоднородном поле. Смещение максимума в сторону больших давлений может быть объяснено более медленным ослаблением ударной ионизации с ростом давления для случая, когда роль острия выполняет плазменный факел, распространяющийся навстречу лучу лазера, и связанным с ним большим преобладанием этого процесса над эффектом уменьшения диффузии ионов из области положительного объемного заряда. Снижение амплитуды максимума связано с увеличением напряжения, приложенного к промежутку, за счет уменьшения последнего на величину длины факела. В случае лазерного инициирования пробоя в зависимости $t_3(p)$ в области пониженных давлений не было обнаружено второго максимума, полученного в [1].

Известно [3], что лазерная искра образуется не мгновенно, а спустя некоторое время после прихода светового импульса, поэтому часть излучения успевает пройти через фокус

до момента, когда плазма становится непрозрачной. Специальными измерениями было установлено, что при изменении давления азота от 0.1 до 1.3 МПа через фокус проходит до 20 % от полной энергии излучения, что является достаточным для образования плазменного факела на поверхности облучаемого электрода. Располагая фокус линзы на некотором расстоянии от электрода, можно сформировать в промежутке две зоны ионизации, увеличивая тем самым общую длину плазменного образования. Зависимости $t_3(p)$ для такого способа иницирования пробоя при фокусировке луча на расстоянии 2 мм от поверхности облучаемого электрода приведены на рис. 2 (кривые 1, 2). Монотонный характер этих зависимостей связан с тем, что образование более протяженной зоны ионизации в промежутке приводит к уменьшению длины непониженной части зазора и, следовательно, к более резкому росту перенапряжения на нем. При этом накопление объемных зарядов и изменение распределения поля не успевает произойти до того, как напряжение достигнет величины, необходимой для распространения стримера через непониженную часть промежутка.

В случае отрицательной полярности воздействующего напряжения на кривых $t_3(p)$ не наблюдается аномальных отклонений как при фокусировке излучения на поверхность электрода, так и около нее. Однако следует отметить, что в случае создания двух зон ионизации в промежутке времена t_3 имеют существенно меньшие значения. Так, при $p=0.5$ МПа и фокусировке излучения на поверхность электрода $t_3=65$ нс, а при фокусировке на расстоянии 2 мм от поверхности $t_3=20$ нс.

Таким образом, показано, что при иницировании пробоя газового промежутка излучением рубинового лазера формирование разряда происходит в резконеоднородном поле и подобно его развитию в системе электродов острие—плоскость. При этом увеличение размеров области предварительной ионизации приводит к исчезновению аномальных отклонений в зависимости $t_3(p)$, что может быть использовано при разработке газонаполненных коммутаторов с лазерным поджигом для получения наносекундных пусковых характеристик в широком диапазоне давлений.

Список литературы

- [1] Лавринович В. А., Подковыров В. Г., Поталицын Ю. Ф. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 5. С. 98—100.
- [2] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 470 с.
- [3] Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Дягтеренко Н. Н. и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 11. С. 2369—2377.

Научно-исследовательский институт высоких напряжений
при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.

01; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ 1-го И 2-го РОДОВ В ОДНОМЕРНЫХ ЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ

А. И. Весницкий, А. Ф. Лязов

Исследование распространения электромагнитных волн в среде с изменяющимися во времени параметрами показало, что наряду с широко известным явлением нарастания амплитуд волн возможно и другое явление — трансформация формы волн в импульсы [1, 2]. Экспериментально этот эффект впервые наблюдался в 1969 г. при изучении распространения электромагнитных волн в распределенном полупроводниковом диоде со стоячей волной параметров [3]. Это же явление было обнаружено и при распространении упругих волн в механических системах, параметры которых изменяются неоднородно во времени и пространстве [4, 5].

Как показали экспериментальные исследования, оба рода неустойчивости могут проявиться в одной и той же системе в зависимости от того, как изменяются параметры. Естественно, возникает вопрос, какие особенности изменения параметров определяют возможность возникновения той или иной неустойчивости и возможно ли одновременное проявление этих неустойчивостей.

В настоящей работе предпринята попытка ответить на эти вопросы для системы с бегущей волной параметров.