

## Список литературы

- [1] Бутурлин А. И., Дикевич А. Я., Заикин В. А., Чахунашвили Г. В. // Электронная пром-сть. 1988. № 10. С. 40—41.
- [2] Бутурлин А. И., Габузян Т. А., Голованов Н. А. и др. // Газочувствительные датчики на основе металлокислических полупроводников. М., 1983. 39 с.
- [3] Черненко И. М., Гаврилюк В. И., Тонкошкур А. С. // ЖТФ. 1978. Т. 49: Вып. 10. С. 2287—2289.
- [4] Макаров В. О., Тонкошкур А. С., Черненко И. М. // Извв. вузов. Физика. 1983. № 6. С. 3—6.
- [5] Киселев В. Ф. Поверхностные явления в полупроводниках и диэлектриках. М.: Наука, 1970. 399 с.
- [6] Тонкошкур А. С., Макаров В. О., Черненко И. М. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 11. С. 1710—1712.

Днепропетровский химико-технологический  
институт им. Ф. Э. Дзержинского

Поступило в Редакцию  
13 июля 1989 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 8, 1990

© 1990 г.

## ОСЦИЛЛАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА МИШЕНИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Л. И. Кузнецов

При воздействии на материалы концентрированных потоков энергии, например лазерного излучения (ЛИ), при определенных энергиях наблюдаются осцилляции давления, измеряемые пьезодатчиками на тыльной стороне мишени [1]. Авторы этой работы обнаружили осцилляции давления на мишени из свинца при  $J=2 \text{ МВт}/\text{см}^2$ , которые при увеличении  $J$  быстро исчезали. В работах [2, 3] подробно анализируются возможные механизмы возникновения осцилляций за счет автоколебательного режима самоэкранировки или вспышки поглощения в плазме светоэрэзионного факела при неустойчивом режиме испарения. Для детального исследования осцилляций давления на мишенях были проведены эксперименты на вакуумной камере ВИКА [4].

Импульсное ЛИ с длиной волны 1.06 мкм и длительностью по полувысоте  $3 \cdot 10^{-4}$  с воздействовало на металлические и диэлектрические мишени в камере, давление в которой могло изменяться от  $10^5$  до  $10^{-2}$  Па. Диаметр пятна облучения в большинстве режимов составлял 6 мм, диаметр мишеней 20 мм.

Мишени устанавливались на пьезодатчиках, на выходе которых подключались усилители с  $RC$ -ходом около 1—10 с. Сигнал с датчиков поступал на цифровой запоминающий осциллограф С9-8 с временем дискретизации 0.5 или 1 мкс. На вход другого канала осциллографа поступал сигнал с ФК-19, регистрировавший временную развертку интенсивности ЛИ. Информация с осциллографа и других приборов поступала на ЭВМ и обрабатывалась.

Измеренные значения давления нормировались по значениям временной развертки исходного ЛИ с учетом временного сдвига на акустопроводе пьезодатчика и по площадям этих осциллограмм  $P_i/[P(E_i)]$ ,  $E_0=\hat{P}/E_0$ .

На рис. 1 представлены результаты нормированных измерений давления на мишени из диэлектрика при разных плотностях потока ЛИ  $E_0/S$  и давлении окружающей среды  $P_\infty = 10^5$  Па. Колоколообразная кривая на этом рисунке — форма огибающей лазерного импульса, которая поддерживалась постоянной, а вариации по энергии осуществлялись смесью ослабителей — полупрозрачных зеркал на выходе усилительных каскадов лазерной системы.

При  $E_0/S < 10 \text{ Дж}/\text{см}^2$  наблюдается неустойчивый режим испарения с регистрацией нескольких неупорядоченных пачек давления. При увеличении  $E_0/S$  появляется четкая осциллирующая конфигурация давления, причем со сменой знака вектора давления. Эти осцилляции хорошо видны как на осциллограммах, так и на графиках с нормированным давлением, например, при  $E_0/S=30.80 \text{ Дж}/\text{см}^2$ . При дальнейшем увеличении  $E_0/S$  относительные значения амплитуд осцилляций на фоне общего давления в пятне облучения падают и на

осциллографмах осцилляции становятся незаметными. Лишь при соответствующем масштабировании на графиках можно увидеть, что эти осцилляции сохраняются.

Зависимость  $P=f(E_0/S)$  при фиксированном значении  $P_\infty=10^5$  Па в исследованном диапазоне значений  $E_0/S$  можно описать эмпирической зависимостью вида

$$P = a(E_0/S)^n. \quad (1)$$

Для диэлектрических материалов  $n \approx 1$ . На этом основании при изменении  $E_0/S$  от 30 до 2000 Дж/см<sup>2</sup> давление на диэлектрической мишени должно изменяться примерно в 70 раз, что

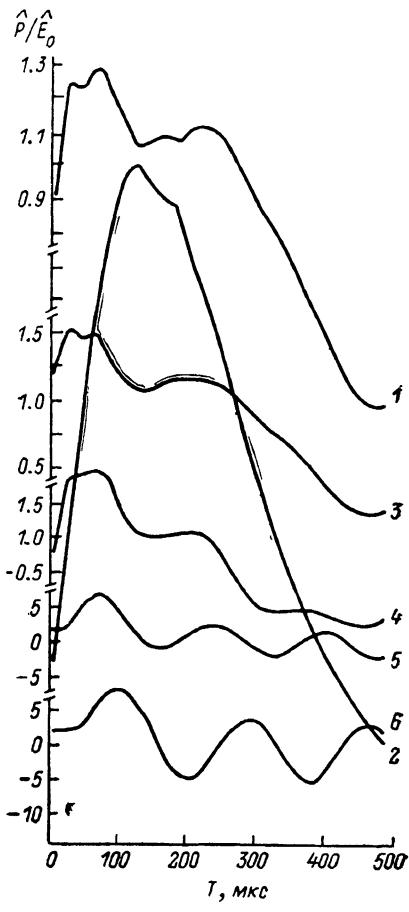


Рис. 1.

$E_0$ , Дж/см<sup>2</sup>: 1 — 2000, 2 — 1000, 3 — 860, 4 — 280, 5 — 80, 6 — 30.

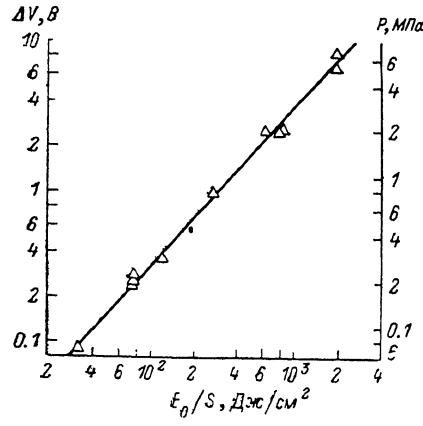


Рис. 2.

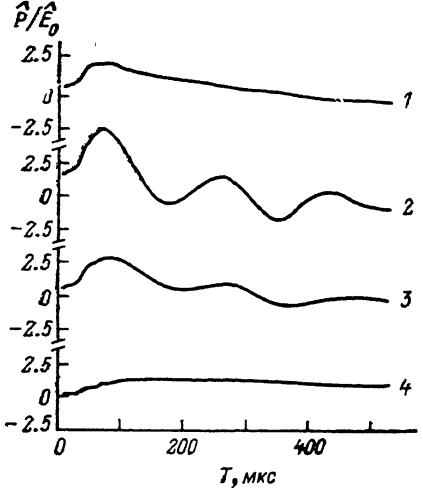


Рис. 3.

$P_\infty$ , Па: 1, 2 —  $1 \cdot 10^6$ , 3 —  $6 \cdot 10^4$ , 4 — 1.

подтверждает график на рис. 2, где по оси ординат отложены значения напряжения с пьезодатчика и давления, соответствующие максимальным давлениям. Возвращаясь к рис. 1, следует заметить, что масштабирование по оси ординат кривых давления для  $E_0/S=30$  и 2000 Дж/см<sup>2</sup> отличается в 50 раз, т. е. близко к значению возрастания общего сигнала с датчика и абсолютные значения амплитуд осцилляций ведут себя консервативно и имеют значения порядка  $P_\infty$ .

При понижении давления окружающей среды амплитуды осцилляций уменьшаются и в вакууме получается гладкая выпуклая кривая, без отрицательных значений давления. Три нижние отнормированные кривые давления на рис. 3 получены при разных значениях  $P_\infty$  и фиксированном значении  $E_0/S=80$  Дж/см<sup>2</sup>.

Аналогичная картина наблюдается и для металлических мишней, например из Mg, Al, Ti, Fe, причем область видимых на экране осциллографа осцилляций давлений соответствует, как и в случае диэлектриков, давлениям в пятне облучения порядка  $P_\infty$  и при росте  $E_0/S$  довольно быстро становятся трудно различимыми без машинной обработки.

Это объясняется тем, что для металлов  $n=2-4$  в уравнении (1) диапазон  $E_0/S$ , когда  $P \approx P_x$ , очень мал.

В заключение следует сказать, что полученные данные свидетельствуют о серьезном влиянии газодинамических процессов вколофакельном пространстве на формирование осцилляций давления на мишени. Этими процессами, например эжекцией, можно объяснить отрицательные значения давления, возникающие при воздействии потока на «нерабочую» часть мишени, консерватизм амплитуды осцилляций при увеличении  $E_0/S$ . В этот механизм вписываются логично исчезновение осцилляций при истечении факела в вакуум и изменение амплитуды осцилляций при изменении состава окружающего газа. Наконец, при уменьшении «нерабочей» части мишени, когда диаметры мишени, акустопровода датчика и пятна облучения близки, осцилляции также исчезают, что демонстрирует верхняя кривая на рис. 3, полученная при  $E_0/S=80$  Дж/см<sup>2</sup> и диаметре пятна облучения 20 мм.

### Список литературы

- [1] Ширяков Б. М., Попов Н. И., Самохин А. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. Вып. 2 (8). С. 494—503.
- [2] Углов А. А., Селищев С. В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии. М.: Наука, 1987. С. 149.
- [3] Самохин А. А. // Тр. ИОФАН. М.: Наука, 1988. Т. 13. С. 3—98.
- [4] Кутателадзе С. С., Кузнецов Л. И., Завьялов В. И. // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Новосибирск, 1979. С. 147.

Институт теплофизики СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
2 августа 1989 г.

03; 04

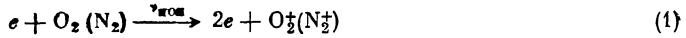
Журнал технической физики, т. 60, в. 8, 1990

© 1990 г.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В АТМОСФЕРЕ С ПРИМЕСЬЮ ОЗОНА

А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов

Электрический пробой в атмосферном воздухе является результатом конкуренции между процессами ионизации молекул электронным ударом



и диссоциативного прилипания электрона к молекуле кислорода



Исходя из этого простейшее условие пробоя в чистом воздухе формулируется как равенство между частотами процессов (1) и (2) [1]

$$v_{\text{кл}} = v_{\text{драз}}. \quad (3)$$

Указанный критерий пробоя хорошо выполняется в экспериментах по пробою длинных разрядных промежутков [1]. Согласно этому критерию, значение приведенного пробойного поля составляет  $E/N \approx 85$  Тд.

Однако в естественных атмосферных условиях величина пробойного поля существенно ниже указанного значения и находится в зависимости от состояния атмосферы в диапазоне 3—10 Тд [2]. Очевидно, причины такого различия в условиях пробоя связаны с наличием в атмосферном воздухе различных примесных газов, существенно усложняющим картину процессов, сопутствующих пробою. Эти примеси, некоторые из которых изначально присутствуют в атмосфере, а другие израбатываются в результате протекания в электризованной атмосфере плазмохимических процессов, могут играть в кинетике пробоя многообразную роль. Одно из наиболее заметных проявлений примесей связано с процессами разрушения отрицательных ионов  $O^-$ , которые приводят к образованию свободных электронов и, естественно,