

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДАХ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ОКГ НА CO_2

М.З.Новгородов, А.Г.Свиридов, Н.Н.Соболев

Скорость накачки на верхний лазерный уровень ОКГ на CO_2 зависит не только от концентрации электронов, но и от их распределения по энергиям $f(E)$. Поэтому построение теории [1] работы этого типа ОКГ, а тем более расчеты [2] инверсной заселенности возможны, только при наличии функции распределения. Эти данные в литературе практически отсутствуют. Двух- и однозондовые методы с обычным способом обработки зондовых характеристик, использованные авторами работ [3, 4] для получения электронной температуры вряд ли применимы для разрядов в смесях с CO_2 . Как показывают наши измерения отсутствие максвелловского распределения электронов по энергиям не позволяет нам говорить о температуре электронов в обычном смысле.

В настоящей работе с помощью зондов изучено распределение электронов по энергиям в разрядах, применяемых для ОКГ на CO_2 . Для этой цели мы применили хорошо известный метод, в котором используется выражение, впервые полученное Ленгмюром и Мотт-Смитом [5]:

$$f(E) = A\sqrt{V} \frac{d^2 i_e}{dV^2},$$

где $f(E)$ — функция распределения электронов по энергиям, A — постоянная, V — потенциал зонда относительно потенциала пространства, i_e — электронный ток на зонд. Таким образом, задача сводится к определению второй производной электронного тока на зонд по напряжению. Имеется несколько методов дифференцирования зондовой харак-

теристики [6]. В работе [7], посвященной сравнению трех методов определения второй производной, было показано, что методы второй гармоники и интермодуляции обладают заметными преимуществами и являются более точными по сравнению с методом модуляции высокой частотой. Нами использовался метод второй гармоники. Синусоидальный сигнал частотой 367 кГц и малой амплитуды — 0,8 в подавался в

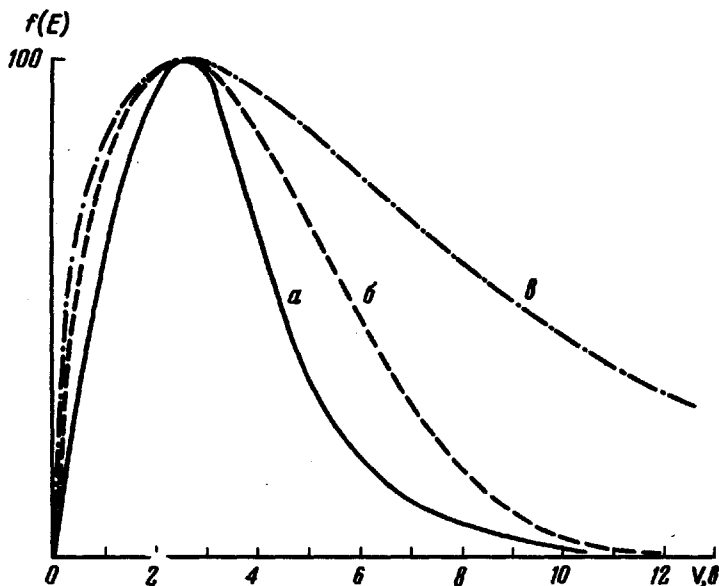


Рис.1. Распределение электронов по энергиям:
а — в азоте, $p = 1,8 \text{ тор}$, $\bar{\epsilon} = 3,3 \text{ эв}$, *б* — древо-
 стейновское распределение, $\bar{\epsilon} = 3,7 \text{ эв}$, *в* — макс-
 велловское распределение, $\bar{\epsilon} = 5 \text{ эв}$

зондовую цепь. С помощью узкополосного усилителя и синхронного детектора выделялась вторая гармоника этого сигнала, амплитуда которого пропорциональна второй производной зондового тока по напряжению. За потенциал пространства брался нуль второй производной.

Измерения проводились в разрядной трубке с внутренним диаметром 20 мм, длиной 55 см, с холодными молибденовыми электродами. Во всех опытах скорость протока газа составляла около 1 м/сек. Золотой цилиндрический зонд диаметром 0,04 мм и длиной 2 мм располагался на оси трубки на расстоянии 15 см от анода. Исследовался положительный столб тлеющего разряда в техническом азоте при давлениях 1,8, 3,6 и 5,2 тор и токе 60 мА, в углекислом газе при давлении 2,4 тор и в смеси CO₂ с гелием в соотношении 1:2 при том же, самом суммарном давлении и разрядном токе. Давление, сила тока и состав смеси выби-

рались такими, чтобы отсутствовали колебания и шумы в разряде и удовлетворялись бы условия применения зондовой методики. Из-за сильных колебаний к сожалению не удалось получить $f(E)$ в смеси CO_2 с N_2 .

Результаты измерений функции распределения электронов в азоте приведены на рис. 1, 2. Характерной особенностью является сильное

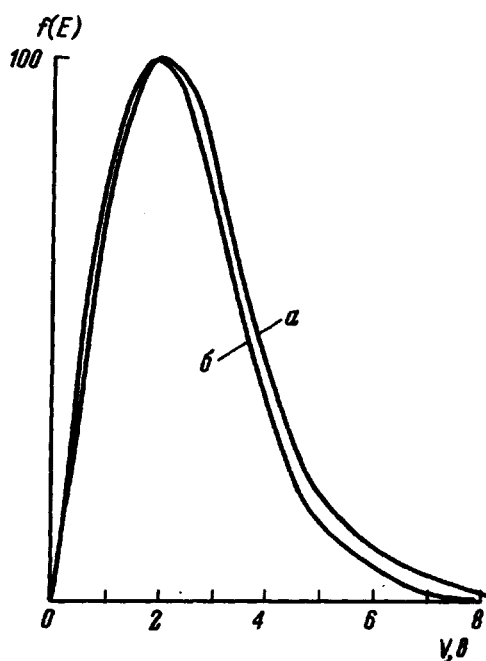


Рис.2. Распределение электронов по энергиям в азоте: $a - 3,6 \text{ мор}$, $b - 5,2 \text{ мор}$

отличие полученных распределений от максвелловского и дрювестейновского, выражающееся в недостатке количества электронов с энергией большой $3 - 4 \text{ эв}$. Средняя энергия, определяемая как

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon f(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon},$$

для давления $1,8 \text{ мор}$ равна $3,3 \text{ эв}$. Следует отметить, что к аналогичным результатам пришел в своей работе Свифт [8], исследуя распределение электронов в азоте в условиях отличающихся от наших ($p = 0,2 \text{ мор}$, $d = 9 \text{ см}$, $i_p = 300 \text{ ма}$) и при другом методе определения второй производной.

Энергетическое распределение электронов в CO_2 , показанное на рис. 2, похоже на то, что имеется в азоте. Различие состоит лишь в том, что в чистом CO_2 хвост распределения спадает быстрее. За счет этого средняя энергия в CO_2 несколько ниже и равна $2,6 \text{ эв}$. Этот результат, по-видимому, можно понять, если учесть, что сечения неупру-

гих столкновений электронов с молекулами N_2 , CO и CO_2 носят ярко выраженный резонансный характер [9, 10]. Кроме того, как показали наши измерения [11], концентрация электронов в таких разрядах слишком мала, чтобы сделать существенными электрон-электронные взаимодействия, которые могли бы привести к установлению максвелловского распределения.

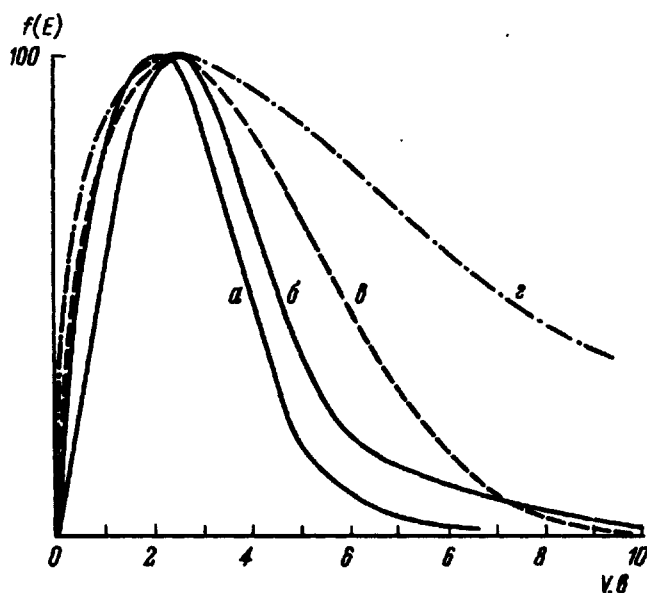


Рис.3. Распределение электронов по энергиям: *a* — CO_2 , $p = 2,4$ тор, $\bar{\epsilon} = 2,6$ эв, *б* — $CO_2 + He$ (1:2), $p_{\Sigma} = 2,4$ тор, $\bar{\epsilon} = 3,4$ эв, *в* — дрювестейновское распределение, $\bar{\epsilon} = 3,7$ эв, *г* — максвелловское распределение, $\bar{\epsilon} = 5$ эв

Добавка гелия к CO_2 при сохранении полного давления и разрядного тока приводит к увеличению средней энергии до 3,4 эв, максимальной до 2,5 эв и к существенному увеличению количества быстрых электронов на хвосте распределения при 4 — 11 эв. Измеренная по площади под кривыми концентрация электронов на оси разряда при добавке He растет в 2 с лишним раза. Напряженность продольного поля в трубке при этом соответственно падает.

Для выяснения механизма работы лазера на CO_2 тот факт, что концентрация электронов в разряде при добавке He увеличивается, является весьма существенным. Если иметь в виду гипотезу [1] о непосредственном электрон-

ном возбуждении колебательных уровней молекулы CO с последующей передачей энергии молекулами CO₂, то это, по-видимому, может служить одним из объяснений повышения мощности генерации с добавкой He.

Отметим также и то обстоятельство, что при добавлении He к CO₂ максимум распределения электронов не намного смещается в сторону больших энергий, оставаясь все-таки в той области, где находится максимум сечений неупругих столкновений электронов с молекулами CO и N₂.

Как уже говорилось выше, при расчетах [2] инверсной заселенности распределение электронов по энергиям принималось максвелловским. Однако истинное распределение отличается от него так, что при одной и той же концентрации электронов и их максимальных энергиях в распределении усредненные сечения возбуждения колебательных уровней N₂ и CO будут больше для истинных распределений, чем для максвелловских.

Авторы приносят благодарность Ю.М.Кагану за полезные советы в процессе выполнения данной работы.

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

Поступило в редакцию
9 июля 1968 г.

Литература

- [1] Н.Н.Соболев, В.В.Соковиков. УФН, 91, 425, 1967.
- [2] Б.Ф.Гордиец, Н.Н.Соболев, Л.А.Шелепин. ЖЭТФ, 53, 1822, 1967.
- [3] P. O. Clark, M. R. Smith. Appl. Phys. Lett., 9, 367, 1967.
- [4] P. Bletzinger, A. Garscadden. J. Appl. Phys. to be published, 1968.
- [5] I. Langmuir, H. M. Mott-Smith. Phys. Rev., 28, 727, 1926.
- [6] Ю.М.Каган, В.И.Перель. УФН, 81, 409, 1963.
- [7] S. C. M. Luijendijk. I. Van Eck. Physica, 36, 49, 1967.
- [8] J. D. Swift. Brit. J. Appl. Phys., 16, 837, 1967.
- [9] G. J. Schulz. Phys. Rev., 116, 1141, 1959.
- [10] R. D. Hake, A. V. Phelps. Phys. Rev., 158, 70, 1967.
- [11] A. G. Sviridov, N. N. Sobolev, M. Z. Novgorodov. International Quantum Electronics Conference, Miami, Florida, 1968.