

На рис. 2 показаны типичные спектры колебаний разряда в аргоне при различных токах (справа указана метка, соответствующая частоте 2,4 мгц). Из них виден рост интенсивности колебаний с увеличением тока. Найденная зависимость квадрата частоты от тока приведена на рис. 3.

Здесь обнаруживается влияние давления на частоту (см. табл.).

Частота колебаний при различных давлениях. Аргон, $i = 52$ ма

p , мм	4	6,4	17	53
f , мгц	0,45	0,6	0,8	0,85

По своим характеристикам эти колебания могут быть отнесены к ионным колебаниям плазмы. Необходимо отметить, что при тех же условиях в плазме одновременно с ионными наблюдались электронные колебания. Среди них имеются и такие, у которых частота связана с ионной частотой по формуле

$$f_e = f_i \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \quad (1)$$

где m_e и m_i — соответственно масса электрона и положительного иона. Однако доминирующими во всех случаях были колебания, соответствующие примерно в два раза большей частоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kojima S., Kato K., Hagiwara S., J. Phys. Soc. of Japan, 12, 1276, 1957.
2. Garscadden A. J. Electr. and Control, 14, 303, 1963.
3. Савченко И. А., Зайцев А. А. «Вестн. Моск. ун-та», № 2, 19, 1961.
4. Зайцев А. А., Эфендиев К. «Изв. АН СССР», 23, 1012, 1959.
5. Зайцев А. А., Васильева М. Я. ДАН СССР, 127, 63, 1959.
6. Kingdon K. Phys. Rev., 33, 1075, 1929.
7. Emeleus K., Daly W. Proc. Phys. Soc., 69B, 114, 1956.
8. Ballantine N. Physics, 4, 294, 1933.
9. Габович М. Д., Кириченко Г. С. ЖТФ, 32, 1376, 1962.
10. Allen T. Proc. Phys. Soc., 68A, 696, 1956.
11. Зайцев А. А., Леонов Г. С., Савченко И. А. ЖЭТФ, 36, 1332, 1959.

Поступила в редакцию
9. 9 1964 г.

Кафедра
электроники

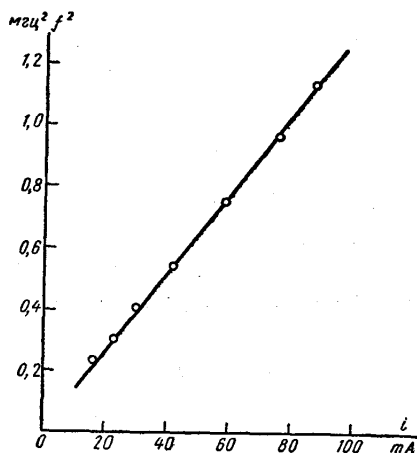


Рис. 3. Зависимость квадрата частоты от разрядного тока для колебаний второго типа в аргонном разряде. Давление $p = 1,3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

А. А. БРАНДТ, А. В. ТЯГУНОВ

УДК 621.374.4 : 533.99

УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ПЛАЗМЕ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ СВЧ

Плазменные умножители частоты, работающие на нелинейных свойствах плазмы, обеспечивают весьма низкую эффективность преобразования, значительно уступающую эффективности работы умножителей с обычными нелинейными элементами. Это, по-видимому, связано с тем, что плазма представляет собой слабо нелинейную среду по крайней мере для напряженностей электрических полей, использованных в соответствующую

щих экспериментах [1—5]. Тем не менее в умножителе 10-сантиметрового диапазона [6] была получена весьма высокая эффективность преобразования (6,4 дБ на второй гармонике), обусловленная конструктивными особенностями умножителя, состоящими в использовании электродов, создающих сильно неоднородное высокочастотное поле. Оставляя открытым вопрос о механизме умножения, в [6], было высказано предположение, что движение электронов плазмы в переменном неоднородном поле, не будучи гармоническим, приводит к передаче энергии поля основной частоты полю гармоник. Однако если даже движение заряда в неоднородном поле происходит по гармоническому закону, то наведенный ток содержит высшие гармонические составляющие, величина которых зависит от градиента поля и его производных.

Пусть движение заряда происходит по закону

$$R = r_0 + r(t), \quad (1)$$

где $r(t)$ — малые негармонические осцилляции, а r_0 — медленно меняющаяся функция времени, причем $r_0 \ll r$. Наведенный ток, обусловленный движением заряда, в цепи возбуждающего электрода может быть найден на основании теоремы Шокли—Рамо

$$i = evE(R), \quad (2)$$

где e и v — величина заряда и его скорость, а $E(R)$ — напряженность электрического

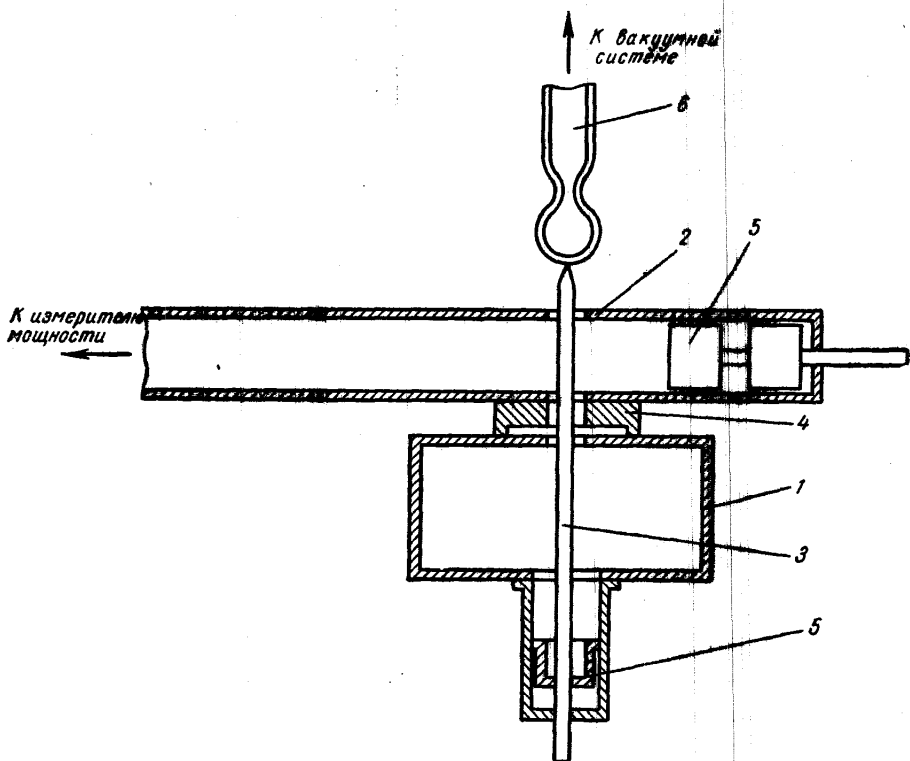


Рис. 1. Схема умножителя: 1 — основной волновод, 2 — волновод гармоник, 3 — штырь, 4 — дроссельный фланец, 5 — настраиваемый поршень, 6 — разрядная камера

поля в месте нахождения заряда при условии, что на возбуждающий электрод подано единичное напряжение. Подставляя (1) в (2) и учитывая, что $r_0 \ll r$, будем иметь

$$i = er \dot{E}(r_0 + r). \quad (3)$$

Разлагая в ряд по степеням r , получим

$$i = er \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n E}{\partial R^n} r^n. \quad (4)$$

Представляя в виде ряда Фурье осциллирующую функцию $r(t)$, можно записать

$$r(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega t + \varphi_k). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим окончательное выражение для наведенного тока в цепи возбуждающего электрода

$$i = e \sum_{k=1}^{\infty} -a_k k \omega \sin(k\omega t + \varphi_k) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{n!} \frac{\partial^n E}{\partial R^n} \left[\sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos(m\omega t + \varphi_m) \right]^n \right\}.$$

Как видим, гармоническое ($k=m=1$) движение заряда в неоднородном поле вызывает появление высших гармонических составляющих наведенного тока, зависящих от градиента dE/dR поля и его производных.

Приведенные соображения объясняют механизм работы плазменного умножителя частоты, основанный на специфическом эффекте наведенного тока при движении заряда в системе электродов, создающих неоднородное электрическое поле высокой частоты.

Для исследования работы плазменного умножителя с неоднородным полем была собрана установка, схема которой изображена на рисунке. Умножитель представляет собой волноводный крест, состоящий из двух волноводов различных сечений, связанных между собой общим штырем. Верхний конец штыря, выходящий из волновода малого сечения (волновод гармоник), заострен, в силу чего он создает неоднородное поле в разрядной сферической камере, расположенной над острием. Наведенный в штыре ток, содержащий высшие гармонические составляющие, излучает их в волновод малого сечения, развязанный (по соответствующей гармонике) от питающего волновода посредством радиального дроссельного флянца. Штырь сделан подвижным, что позволяет производить его согласование с волноводом гармоник. Согласование основного волновода со штырем — общепринятое. В качестве источника высокочастотных колебаний использовался магнетронный генератор типа Луч-58, работающий на частоте 2370 мГц ($\lambda_0 = 12,6$ см).

Разрядная камера в виде сферы из плавленого кварца имела диаметр около 8 мм и наполнялась аргоном, давление которого могло изменяться в широких пределах. При понижении давления выходная мощность 3-й и 4-й гармоник возрастала вплоть до давления, при котором разряд становился неустойчивым.

№ гармоник	Давление Ar, мм рт. ст.	Подводимая мощность, вт	Мощность гармоник, вт	Эффективность преобразования, об
3	$4,5 \cdot 10^{-2}$	38	1,5	14
4	$5 \cdot 10^{-2}$	6	0,16	16

В приведенной таблице указаны эти предельные значения давлений, а также выходные мощности гармоник и соответствующие эффективности преобразований. Была отмечена сильная зависимость эффективности преобразования умножителя от угла заточки острия. При очень тупом острие выходная мощность минимальна и растет с уменьшением угла до некоторого предела, после которого снова начинает уменьшаться. Это обстоятельство объясняется уменьшением плотности линий электрического поля над острием и, следовательно, ухудшением условий для поддержания разряда в разрядной камере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уенохара М. Proc. IRE, 45, 10, 1419.
2. Bierrum N. R., Walsh D. Jour. Electronics and Control, 8, 81, 1960.
3. Froome K. D. Nature, 188, 43, 1960.
4. Froome K. D. Nature, 186, 959, 1960.
4. Baird J. R., Coleman P. D. Proc. IRE, 19, 12, 1890, 1961.
6. Swan C. B. Proc. IRE, 49, 12, 1941.

Поступила в редакцию
21. 9 1964 г.

Кафедра
физики колебаний