

МЕТОД УВЕЛИЧЕНИЯ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ УСТРОЙСТВА ГРОЗОЗАЩИТЫ ПРИЁМНИКОВ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ И ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Шостко И.С.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

61166, Харьков, пр.Ленина 14, каф. ТКС, т. 702-13-20

e-mail: tkc@kture.kharkov.ua)

A new method for increasing the speed of spark gap protects the receiver telecommunication systems by preionization discharge gap of infrared laser light.

Для защиты приёмников радиотехнических и телекоммуникационных систем от ЭМИ применяют устройства грозозащиты (УГЗ) на основе разрядников. Для обеспечения надежного и быстрого пробоя разрядника при воздействии мощного электромагнитного импульса (ЭМИ) в некоторые разрядники вводится дополнительный источник электронов. Такой источник электронов может быть получен за счет вспомогательного поджигающего разряда на постоянном токе, возникающего между дополнительным электродом, введенным в разрядник, и одним из основных его электродов.

Электроны, освобождаемые при этом поджигающем разряде, проходят к зазору разрядника и ускоряют его пробой при воздействии мощного ЭМИ. Поджигающий разряд генерирует шум, как и все газоразрядные приборы. Если в разряднике поддерживается достаточно интенсивный поджигающий разряд, то уровень шума может оказаться настолько высоким, что это приведет к снижению чувствительности приемника.

Более эффективным способом обеспечения быстрого пробоя разрядника является предварительная ионизация его межэлектродного промежутка с помощью источника лазерного излучения. Для ионизации межэлектродного промежутка необходимо выполнение закона Эйнштейна для фотоэффекта в его классической формулировке:

$$h \cdot \nu > E_0, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия кванта излучения,

ν — частота излучения,

h - постоянная Планка,

E_0 - потенциал ионизации (энергия связи электрона в атоме).

Соотношение (1) соответствует утверждению, что энергия кванта $h\nu$ должна превышать энергию связи электрона E_0 для того, чтобы связанный электрон оказался свободным. Соответственно для частоты излучения существует "красная граница" -

$\nu_{cp} = \frac{E_0}{h}$. Когда частота меньше граничной, ионизация невозможна. Поэтому для атомов

и молекул, находящихся в основном состоянии, ионизация была возможна лишь под действием ультрафиолетового излучения. Действительно, потенциалы ионизации атомов и простых молекул, находящихся в основном состоянии, лежат в интервале $E_0 \approx 4 - 25\text{эВ}$, энергия фотона излучения видимого диапазона частот $h\nu \sim 2\text{эВ}$, для ультрафиолетового диапазона $h\nu \sim 10\text{эВ}$ ($\lambda=0,1\text{ мкм}$). Следовательно, если непрерывно подсвечивать межэлектродный промежуток излучением ультрафиолетового лазера произойдет ионизация газа, что ускорит пробой разрядника. Однако стоимость ультрафиолетового лазера с требуемыми для ионизации параметрами значительно превышает стоимость самого УГЗ. Для снижения себестоимости УГЗ рассмотрена задача применения с этой целью полупроводникового инфракрасного лазера большой мощности, при длительности переднего фронта импульса $\tau < 1\text{ пс}$.

Предлагается использовать эффект нелинейной ионизации. Известно, что с ростом интенсивности лазерного излучения характер взаимодействия излучения с атомами и молекулами качественно меняется: существенную роль начинают играть многофотонные процессы [1], в том числе процесс многофотонной ионизации. Ионизация происходит

при поглощении атомом в одном элементарном акте нескольких фотонов. При этом выполняется закон Эйнштейна, в следующей формулировке:

$$k \cdot h \cdot \nu > E_0 \quad (2)$$

Соотношение (2) соответствует утверждению, что для отрыва электрона от атома необходимо поглощение энергии $kh\nu$, превышающей энергию связи E_0 электрона в атоме. При этом энергия $kh\nu$ может представлять собой энергию как одного, так и нескольких фотонов, поглощенных в одном элементарном акте. В случае поглощения многих фотонов процесс ионизации является нелинейным по числу поглощенных фотонов. В соответствии с соотношением (2) при большой интенсивности излучения можно ожидать реализации процесса многофотонной ионизации при $h \cdot \nu < E_0$.

При реализации многофотонной ионизации можно подбором частоты лазерного излучения достичь резонансного эффекта роста вероятности нелинейной ионизации. Это позволяет управлять степенью ионизации в зависимости от частоты и интенсивности лазерного излучения. Требуемая интенсивность излучения обеспечивается в фокусе телескопической системы линз, размещённых внутри резонатора лазера.

Распределение интенсивности излучения во времени при импульсном режиме генерации лазера носит гауссовский характер. Длительности переднего фронта импульса могут иметь величину от 10^{-8} до 10^{-13} с в зависимости от режима генерации лазера. Условия для многофотонной ионизации реализуются на фронте импульса [1].

Обращаясь к ионизации газа лазерным излучением, надо иметь в виду, что при малом давлении газа определяющим процессом является нелинейная ионизация. При большом давлении определяющим является процесс ионизации электронным ударом. При столкновении колеблющегося электрона с нейтральным атомом возникают ионизация атома, и происходит лавинное размножение электронов. Именно такой процесс приводит к явлению оптического пробоя газа лазерным излучением с достаточно большой длительностью импульса [2]. Граница между областями значений давления газа, где определяющим является нелинейная ионизация или электронный удар, зависит от многих параметров, характеризующих как газ, так и излучение. Для частот излучения, лежащих в оптическом диапазоне, длительностей импульса больше нескольких наносекунд и напряженности поля меньше атомной (это типичные условия взаимодействия лазерного излучения с веществом) справедливо соотношение $\tau \cdot n \cdot F^2 \geq 10^{23}$, при выполнении которого возникает оптический пробой газа за счет электронного удара. В этом соотношении τ — длительность импульса в секундах, n — плотность газа в см^{-3} , F — напряженность поля излучения в $\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$. Однако при малой длительности лазерного импульса $\tau < 1$ пс оптический пробой не возникает, так как не успевает развиваться электронная лавина. При таких длительностях лазерного импульса и любом давлении газа реализуется лишь нелинейная ионизация атомов.

Требуемая частота повторения импульсов определяется временем деионизации газа в разряднике. Длительность фронта импульса должна стремиться к предельно реализуемому минимуму.

Литература:

1. Делоне Н. Б. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением // Соросовский Образовательный Журнал. – 2001. – том 7. – № 11. – С. 94–101.
2. Райзер Ю. П. Пробой газов под действием лазерного излучения — "лазерная искра" // Соросовский Образовательный Журнал. – 1998. – № 1. – С. 89–94.