

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. П. Глотов, В. А. Данилычев, А. И. Миланич, А. М. Сорока, Самоподдерживающийся разряд с объемной фотоионизацией примесей в благородных газах,
Квантовая электроника, 1979, том 6, номер 11, 2469–2471

<https://www.mathnet.ru/qs9762>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.83

18 мая 2025 г., 22:41:33



3. А. С. Медовиков, М. Т. Прилепин. *Изв. вузов. Сер. Геодезия и аэрофото-съемка*, № 4, 17 (1979).
4. С. П. Калашников, И. И. Климов, В. В. Никитин, Г. И. Семенов. *Квантовая электроника*, 4, 1666 (1977).
5. В. И. Анненков, Ю. М. Миронов, В. И. Молочев, А. С. Семенов. *Квантовая электроника*, 5, 1384 (1978).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
6 июля 1979 г.

A. S. Medovikov, V. N. Morozov, M. T. Prilepin, A. S. Semionov, A. B. Sergeev. **The Use of Semiconductor Lasers for Geodesic Interferometric Distance Measurements.**

Possible use is discussed of semiconductor lasers for geodesic interferometric distance measurements. Model experiments have been made with the use of a room-temperature pulsed semiconductor laser. Equalization of interferometer arms has been made by means of determination of the maximum of the interference pattern contrast under successive reduction of the radiation source coherence length. Drastic simplification of the technique and improvement in the accuracy of distance measurements are shown to be possible as compared to those used at present.

«Квантовая электроника», 6, № 11 (1979)

УДК 621.373.8

Е. П. Глотов, В. А. Данилычев, А. И. Миланич, А. М. Сорока

САМОПОДДЕРЖИВАЮЩИЙСЯ РАЗРЯД С ОБЪЕМНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИЕЙ ПРИМЕСЕЙ В БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

Рассмотрена возможность горения самоподдерживающегося разряда в благородных газах с объемной фотоионизацией примесей. Показано, что средняя плотность электронов в таком разряде определяется не только напряженностью поля, но и оптической толщиной разряда.

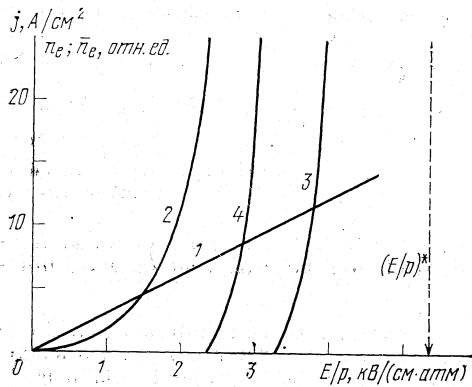
Разряды в благородных газах при высоких давлениях ($p \approx 1-10$ атм) вызывают значительный интерес в связи с развитием лазеров на электронных переходах [1]. В отличие от молекулярных газов физические явления в таких разрядах существенно определяются фотопроцессами. Это связано с эффективным возбуждением электронных уровней, относительно малой разностью потенциалов возбуждения и ионизации, а также с наличием квантов, способных фотоионизовать частицы как из возбужденного, так и из основного состояния. В работе [2] была показана возможность стационарного горения разряда за счет фотоионизации электронно-возбужденных частиц квантами собственного лазерного излучения. В данной работе рассматривается возможность существования самоподдерживающегося разряда вследствие объемной фотоионизации примеси из основного состояния излучением эксимерных молекул.

Рассмотрим смесь, состоящую из атомов благородного газа A^* и примеси X , в которой энергия излучения эксимерной молекулы A_2 превышает потенциал ионизации примеси (He—Ar; He—N₂; Ne—Xe; Ne—O₂ и т. д.). Плотности X и A ($X \ll A$) выбираются так, чтобы основная часть энергии, вводимой в разряд от поля, шла на возбуждение электронных уровней A и чтобы скорость образования эксимера A_2^* была настолько велика, что выполняется неравенство: $A_2^* \gg A^*$. При этих условиях уравнения, описывающие эволюцию плотности электронов n_e и эксимерных молекул A_2^* в данной точке, имеют вид:

$$dn_e/dt = \delta_i X J + \nu_p A_2^* + k_i A_2^* n_e - \nu_a n_e - \beta n_e^2, \quad (1)$$

$$dA_2^*/dt = \nu_e n_e - \nu_p A_2^* - \nu_{sp} A_2^*; \nu_e = \alpha \mu_e (E/p)^2 \rho / \epsilon_A, \quad (2)$$

где σ_i — сечение фотоионизации примеси; J — плотность светового потока в данной точке; ν_p — частота пенинг-ионизации; k_i — константа скорости ступенчатой ионизации; ν_a — частота прилипания; β — эффективная константа электронной рекомбинации; ν_e — частота возбуждения электронного уровня с энергией ϵ_A ; ν_{sp} — обратное время жизни эксимерной молекулы; $\alpha = \alpha(E/p)$ — доля энергии, идущая на возбуждение A_2^* ; e , μ_e — заряд и подвижность электронов; E — напряженность поля



в разряде; p — давление. Выражение для стационарной плотности электронов имеет вид:

$$n_e = \frac{\nu_a^{\text{эф}}}{2\beta_{\text{эф}}} \left(\sqrt{1 + 4\beta_{\text{эф}} X \sigma_i J / \nu_a^2} - 1 \right), \quad (3)$$

где

$$\nu_a^{\text{эф}} = \nu_a \left(1 - \frac{\nu_e}{\nu_a} \frac{1}{1 + \nu_{sp}/\nu_p} \right);$$

$$\beta_{\text{эф}} = \beta \left(1 - \frac{k_i}{\beta} \frac{\nu_e}{\nu_{sp}} \frac{1}{1 + \nu_p/\nu_{sp}} \right);$$

$\nu_a^{\text{эф}}$ — эффективная частота прилипания с учетом пеннинг-ионизации; $\beta_{\text{эф}}$ — эффективная константа скорости рекомбинации с учетом ступенчатой ионизации. Эти величины являются резкими функциями напряженности поля и при больших E/p меняют знак. В смесях благородных и электроотрицательных газов возможно устойчивое горение разряда даже при отрицательных $\beta_{\text{эф}}$, однако плотность электронов при этом должна быть ниже пороговой, $n_e < n_{\text{эф}} = \nu_a^{\text{эф}} / |\beta_{\text{эф}}| (\nu_a > 0)$. Для ионизации атомов примеси из основного состояния может использоваться как внешний источник света, так и собственное излучение разряда. Однако в обоих случаях излучение является внешним источником ионизации для данной конкретной точки и плотность электронов, как и в электроионизационном разряде, зависит от напряженности поля только за счет эффективных констант скоростей прилипания и рекомбинации.

Разряд с объемной фотоионизацией примеси светом от внешнего источника излучения экспериментально исследовался в [3]. В случае фотоионизации примеси собственным излучением разряда плотность светового потока в каждой точке уже не является произвольной, а однозначно определяется уравнением переноса излучения. При этом плотность разрядного тока определяется не только напряженностью поля, но и оптической толщиной разряда. Средняя по объему разряда плотность светового потока \bar{J} находится из соотношения

$$\bar{J}/\bar{L} = \nu_{sp} \bar{A}_2^* - \bar{J} \sigma_i X, \quad (4)$$

где $\sigma_i = \bar{\tau}/\bar{\chi}\bar{L}$; $\bar{\tau}$ — эффективная оптическая толщина разряда, определяемая минимальным геометрическим размером \bar{L} . Зависимость средней плотности электронов от $\bar{\tau}$ и E в самоподдерживающемся объемном фотоионизационном разряде имеет вид:

$$\bar{n}_e = \frac{\nu_a^{\text{эф}}}{\beta_{\text{эф}}} \left(\frac{\nu_e}{\nu_a^{\text{эф}}} \frac{\bar{\tau}}{1 + \bar{\tau}} - 1 \right). \quad (5)$$

Из соотношения (5) видно, что в отличие от зависимости плотности электронов в точке, где \bar{J} определяется излучением всего объема и не зависит от локальных параметров плазмы, \bar{n}_e является резкой функцией напряженности поля. При этом стационарное горение возможно только при условии $\beta_{\text{эф}} > 0$, которое определяет область допустимых значений E/p .

Повышение устойчивости горения такого разряда по отношению к локальному перегреву [4] обеспечивается быстрым выравниванием параметров плазмы за счет переноса излучения, которое происходит тем эффективнее, чем меньше $\bar{\tau}$. На рисунке представлены локальная зависимость n_e от E/p в смеси He: SF₆ = 1000 : 1 при $J = 10$ кВт/см² и $p = 1$ атм (1), зависимость n_e от E/p при $\bar{\tau} \gg 1$ для смеси He: Xe = 1000 : 1 ($p = 1$ атм) без прилипания ($\nu_a = 0$) (2) и смеси He: Xe: NF₃ = 1000 : 3 : 1 ($p = 1$ атм) с прилипанием при $\bar{\tau} = 1$ (3) и $\bar{\tau} \gg 1$ (4). Отметим, что в смесях с прилипанием существует абсолютное пороговое значение $(E/p)^*$, соответствующее $\bar{\tau} \rightarrow \infty$. По мере уменьшения $\bar{\tau}$ порог горения самоподдерживающегося объемного фотоионизационного разряда повышается. В характерных для эксимерных лазеров смесях абсолютный порог горения такого разряда не превышает порога развития ступенчатой неустойчивости.

Рассмотренный разряд позволяет однородно возбуждать большие газовые объемы при высоких давлениях в широком диапазоне длительностей импульса накачки (вплоть до непрерывного режима). Это дает возможность использовать его для накачки эксимерных и плазменных лазеров.

1. В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш. Радиотехника, М., ВИНТИ, т. 12, 1977 г.
2. Н. Г. Басов, Е. П. Глотов, В. А. Данилычев, А. И. Миланич, А. М. Сорока. Письма в ЖТФ, 5, 449 (1979).
3. Е. П. Глотов, И. И. Дивнов. Журнал прикладной математики и технической физики, 5, 132 (1975).
4. А. М. Сорока, Г. И. Шапиро. Физика плазмы, 1, 879 (1975).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
11 июля 1979 г.

E. P. Glotov, V. A. Danilychev, A. I. Milanich, A. M. Soroka. Self-Sustained Discharge with Volume Photoionization of Impurities in Noble Gases

The possibility of self-sustained discharge burning in noble gases with volume photoionization of impurities is considered. It is shown that mean electron density in such a discharge is determined not only by the field intensity, but also by optical thickness of discharge.

«Квантовая электроника», 6, № 11 (1979)

УДК 535.41.06

Э. Г. Семенов, Ю. И. Филенко

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДИФФУЗНО ОТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ

Предлагается метод и устройство голографической интерференционной регистрации деформаций объекта для случая, когда происходит изменение микрорельефа его поверхности. При использовании лазерного освещения объекта в видимом диапазоне метод позволяет проводить интерференционное сравнение двух состояний объекта на некоторой регулируемой эквивалентной длине волны, большей по сравнению с изменениями микрорельефа поверхности, но меньшей, чем деформации объекта. Приводятся схема и результаты эксперимента.

При голографической интерферометрии диффузно отражающих объектов обычным является требование, чтобы микрорельеф поверхности между экспозициями не менялся. Это необходимо для коррелированности диффузных полей излучения с длиной волны λ . В настоящей работе предлагается схема интерференционного сравнения двух состояний диффузно отражающего объекта, которые отличаются также микрорельефом поверхности. Сущность этой методики в том, что, используя излучение с длиной волны λ , фактическое сравнение производим на некоторой эквивалентной длине волны λ_2 , меньшей величины деформации поверхности, но большей, чем ее микрорельеф. Аналогичный метод применялся в работе [1], однако приведенная в ней схема эксперимента позволяет сравнивать лишь два различных одновременно присутствующих в эксперименте объекта.

В эксперименте (см. схему рис. 1) выполняется следующая последовательность операций. На голограмме 8 дважды записывается первое состояние объекта 6 при двух векторах волны освещения:

$$E_1 \sim \exp i k_1 R_1 \text{ и } E_2 \sim \exp i k_2 R_1, \quad k_{1,2} = 2\pi n_{1,2} / \lambda,$$

где $R_{1,2}$ — векторы, описывающие поверхность исследуемого объекта (включая микрорельеф) в исходном и измененном состояниях. (Для пояснения сущности происходящих процессов используется их упрощенная аналитическая запись. Система координат в этом случае не существенна.) При этом используются опорные пучки 2, 3 и перекрывающий их поочередно экран 4. Изменение k осуществлялось изменением показателя преломления n иммерсионной среды, в которую помещался объект. Этого можно достичь также изменением длины волны λ лазера 1 или направления освещения за счет поворота зеркала 5. В этой части эксперимента экран 7 вынесен в положение 7а.

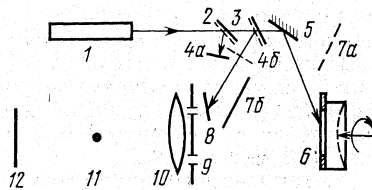


Рис. 1.