

02; 07; 11

© 1992

ЛАЗЕРНАЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

А.Р. Каримов, А.А. Постельников

Для нейтрализации пучков отрицательных ионов может быть использован процесс фотоионизации [1]. Однако, как показывают оценки, вследствие малых значений сечения фотоионизации отрицательных ионов для достижения высокой степени нейтрализации требуется многократное взаимодействие излучения с пучком ионов. В схеме нейтрализации [1], использующей внешний подвод излучения к пучку, значительная часть энергии идет на нагрев зеркал и выносится из объема взаимодействия излучения с пучком.

Определенного снижения необходимого значения лазерной мощности можно добиться, объединяя в одном резонаторе активную среду, в которой происходит генерация вынужденного излучения, и область взаимодействия пучка отрицательных ионов с излучением. Схема нейтрализации, реализующая данный подход, представлена на рисунке. Основным достоинством такого нейтрализатора является то, что на каждом проходе лазерного пучка по резонатору потери излучения восстанавливаются в активной среде, поэтому число проходов ограничивается только запасом внутренней энергии активной среды. Использование конфокального резонатора позволяет концентрировать лазерное излучение в объеме взаимодействия его с пучком.

Для создания неравновесной среды предлагается использовать газодинамический способ с селективным возбуждением, позволяющим получать большие мощности, хотя возможны и другие варианты получения неравновесной среды. Рабочая смесь подбирается таким образом, чтобы сечение фотоионизации в диапазоне длин волн излучения имело достаточно большую величину. Например, для нейтрализации K^- или Na^- [2] может быть использована $HF (DF)$ -система. Используемая неравновесная среда должна иметь достаточно большой запас энергии, чтобы удовлетворять определенному энергетическому условию, связанному с требуемой степенью нейтрализации и параметрами пучка отрицательных ионов, которое далее будет установлено.

Изменение концентрации отрицательных ионов n_b по длине пучка в объеме взаимодействия с электромагнитным излучением в рамках классической теории описывается уравнением:

$$\frac{dn_b}{dx} = -\frac{c}{v_b} \sigma(\lambda) n_\phi n_b, \quad (1)$$

где n_b , c , v_b , $\sigma(\lambda)$ – концентрация фотонов, соответствующих длине волны λ , скорость света и ионов в пучке, сечение нейтра-

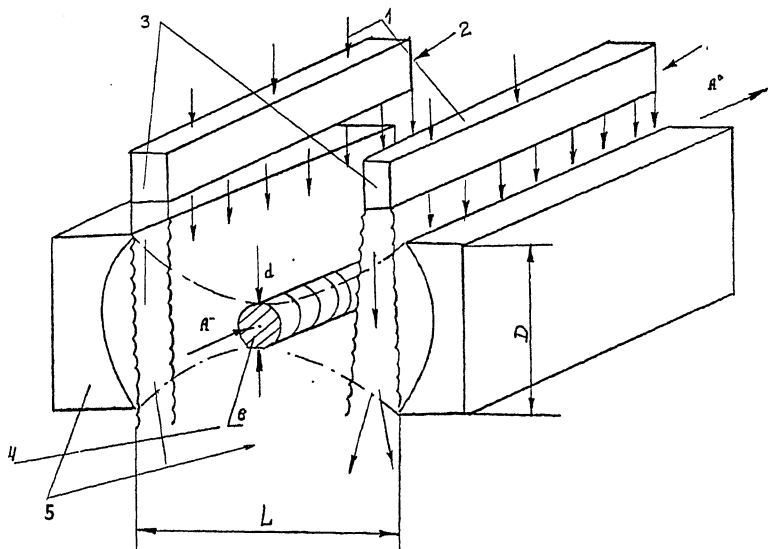


Схема лазерного нейтрализатора: 1 - поток энергоносителя, 2 - рабочая смесь, 3 - сопловые решетки, 4 - активная среда, 5 - зеркала резонатора, 6 - область взаимодействия пучка с излучением.

лизации отрицательных ионов водорода на длине волны λ соответственно. Следовательно, для достижения необходимой степени нейтрализации

$$\varepsilon = 1 - \frac{n_b(x)}{n_0}$$

необходимо, чтобы плотность фотонов в каждом сечении пучка удовлетворяла условию:

$$n_{\varphi} \geq \frac{v_b}{c \sigma(\lambda) x} \ln \left(\frac{1}{1 - \varepsilon} \right). \quad (2)$$

Верхнюю оценку необходимой энергии в активной среде для обеспечения требуемой нейтрализации можно сделать в предположении отсутствия столкновительной дезактивации возбужденного состояния активной среды в резонаторе и в предположении, что вся энергия, запасенная в активной среде, поглощается в зеркалах резонатора, т.е. пренебрегается выносом энергии из резонатора с активной средой, дифракционными потерями на краях зеркал и потерями излучения в объеме взаимодействия с пучком.

Тогда мощность излучения от активной среды запишется как

$$P_n = h\omega_n \frac{n'_\varphi}{\tau_\varphi}, \quad (3)$$

где $h\omega_n$, n'_φ , τ_φ - энергия фотона, плотность фотонов в активной среде, „время жизни“ фотона в резонаторе.

При использовании цилиндрического конфокального резонатора плотность фотонов в объеме пучка n_φ связана с плотностью фотонов в активной среде n'_φ простым приближенным соотношением $n_\varphi = n'_\varphi D/d$, где D , d - поперечный размер зеркал, диаметр пучка отрицательных ионов. Предполагается, что активная среда располагается вблизи обоих зеркал резонатора. Из условия, что вся запасенная в активной среде энергия выделяется в резонаторе, имеем

$$P_n = \frac{Q}{2xDL}. \quad (4)$$

Здесь x - продольный размер резонатора вдоль пучка, L - характерный размер активной среды вдоль оптической оси резонатора, $Q = GE_{yg}$ (G - массовый расход, E_{yg} - удельная энергия) полная мощность, заключенная в активной среде на входе в резонатор. В предположении, что основным механизмом потерь излучения является поглощение излучения на зеркалах резонатора - вследствие отличия коэффициентов отражения от единицы - для „времени жизни“ фотонов в резонаторе имеем оценку:

$$\tau_\varphi = \frac{2L}{c \ln(R_1 R_2)^{-1}}, \quad (5)$$

где R_1 , R_2 - коэффициенты отражения зеркал, L - оптическая длина резонатора. Объединяя приведенные соотношения, получаем требуемое условие:

$$GE_{yg} \geq \frac{ch\nu_b}{6\lambda} \ln(1-\varepsilon)^{-1} \ln(R_1 R_2)^{-1} \frac{dL}{L}, \quad (6)$$

позволяющее, исходя из заданных параметров системы, оценить необходимую энергию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] J o e l H. F i n k. Photodetachment Technology, Proceeding AIP conn. „Third International Symposium Production and Neutralization Negative Ions and Beams“, p. 347. N.Y., 1983.
- [2] М е с с и Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979.

Поступило в Редакцию
28 января 1992 г.