

Еще раз об эффективности азотного лазера

В.В.Аполлонов, В.А.Ямщиков

Акцентируется внимание на проблеме повышения эффективности азотного лазера. Обсуждается возможность создания эффективных источников когерентных УФ и ВУФ излучений на базе азотного и водородного лазеров.

Ключевые слова: эффективность азотного лазера, мощность в максимуме напряжения на плазме, пучок убегающих электронов.

В журнале «Квантовая электроника» № 6 за 2001 г. опубликована статья В.Ф.Тарасенко [1], касающаяся проблемы эффективности азотного лазера, в которой автор высказывает ряд критических замечаний по нашей работе [2]. Мы считаем своим долгом дать исчерпывающий ответ на эти замечания, поскольку они затрагивают принципиальные физические и технические аспекты обсуждаемой проблемы.

В [2] приводятся зависимости максимального напряжения на разрядном промежутке U_m , параметра $E_m/p = U_m/(pd)$ (где d – расстояние между электродами), энергии излучения W и эффективности η азотного лазера от основных параметров схемы возбуждения, таких как давление азота p , пиковая мощность накачки P_m и параметр ZC (где Z и C – эквивалентные волновое сопротивление и емкость генератора накачки соответственно). Указанные зависимости базируются на экспериментальных данных, полученных с помощью осциллограмм токов и напряжений. В [1] утверждается, что нами допущены ошибки при измерении U_m . Мы имеем более чем 20-летний опыт в проведении подобных измерений. Для доказательства ошибочности наших данных автору [1] необходимо было представить аналогичные зависимости, основанные на результатах «правильных» измерений, в противном случае его утверждение является абсолютно голословным.

Из результатов расчетов, приведенных в [1], следует, что существует весьма слабая зависимость КПД азотного лазера от E_0/p (см. рис.7 в [1], $E_m[2] \equiv E_0$). Например, в рекомендуемой в [1] области рабочих значений $E_0/p = 150 - 200 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$. Тор⁻¹ изменения расчетного КПД составляют всего 6–7%. Это вполне естественно, поскольку с уменьшением E_0/p снижается эффективность возбуждения верхних лазерных уровней, но благодаря увеличению сопротивления плазмы увеличиваются мощность разряда и энерговыход, идущий на их возбуждение. Следовательно, установленный нами экспериментальный факт – в диапазоне рабочих давлений лазера изменение параметра E_m/p не оказывает заметного влияния на характеристики азотного лазера – является вполне законным, а не ошибочным, как отмечается в [1].

В [1] рассматривается простейшая схема возбуждения лазера и приводятся расчетные формы импульсов (рис.3), на которых, в отличие от [2] (рис.2), импульс напряжения имеет нулевую длительность фронта. Разумеется, что в этом случае максимальное напряжение на разрядном промежутке всегда равно максимальному напряжению генератора накачки, а разряд формируется после максимума импульса напряжения, т. к. существует конечное время задержки пробоя, зависящее от E_0/p . Однако на практике такой случай не реализуется. В [2] нами применялась схема с перезарядкой емкостей, в которой длительность фронта импульса напряжения в режиме холостого хода $t_f \approx 100 \text{ нс}$, а амплитуда $U_0 \approx 40 \text{ кВ}$. В этом случае ионизация и накачка активной среды начинались на фронте импульса напряжения. Это означает, что, в отличие от [1], в условиях наших экспериментов разряд зажигался до максимума напряжения холостого хода в диапазоне времени $t = 0 - 100 \text{ нс}$ и наблюдалась линейная зависимость U_m от p , причем $U_m \leq U_0$.

В [2] говорится о пиковой мощности накачки, которая соответствует максимуму напряжения разряда, но не является максимальной мощностью, вводимой в разряд. Пиковая мощность накачки сначала нарастает, а затем убывает с ростом p , достигая своего максимума в точке $U_m = U_0/2$ (согласованный режим разряда). Именно в окрестности этой точки одновременно реализуются максимальные пиковая мощность и электронная температура в разряде, а также создаются оптимальные условия для возбуждения азотного лазера. Однако в нашей статье [2] нигде не говорится о том, что при максимальном напряжении на плазме достигается максимальная мощность накачки, как утверждается в [1]. В [1] ошибочно идентифицируется мощность в максимуме напряжения на разряде, о которой идет речь в [2], с максимальной мощностью, достигаемой вблизи максимума тока, но при более низкой, чем в максимуме напряжения, электронной температуре плазмы.

Наиболее эффективное возбуждение азотного лазера происходит в условиях максимально высокой электронной температуры в разряде, существующей в течение нескольких наносекунд, поэтому главным фактором, определяющим в этих условиях энерговыход и эффективность лазера, является мощность накачки (см. рис.6 работы [2]). Если сравнивать схемы накачки с одним [1] (рис.1) и двумя контурами разряда [2] (рис.1 при насыщенном

дросселе L_2), то очевидно, что для схемы работы [1] мощность накачки в максимуме напряжения равна нулю и возбуждение лазера происходит на спаде импульса напряжения. Однако в обоих случаях наиболее эффективное возбуждение активной среды будет иметь место при согласованном режиме разряда в момент времени, когда напряжение на разрядном промежутке $U_m = U_0/2$, т. к. в этот момент одновременно реализуются высокие E/p и мощность накачки. Кроме того, в обоих случаях эффективность азотного лазера должна зависеть от параметра ZC [2], причем в работе [1] $ZC = (LC)^{1/2}$. Одноконтурная схема является идеальной и на практике не реализуется, поскольку имеются паразитные емкость и индуктивность разрядного промежутка.

В [2] показано, что в случае двухконтурной схемы накачки важную роль в возбуждении лазера играет энергия, вкладываемая вблизи максимума напряжения. Для повышения эффективности работы азотного лазера необходимо увеличивать долю этой энергии за счет увеличения мощности, которая, в свою очередь, ограничивается суммарной индуктивностью обоих разрядных контуров L_Σ [2]. Таким образом, для повышения эффективности лазера необходимо стремиться к минимизации L_Σ .

В [1] проводится анализ научных статей в свете данных собственных работ автора, опубликованных задолго до появления работы [2]. Эти работы были нам хорошо известны, но не давали ясного ответа на вопросы о том, как зависят характеристики излучения азотного лазера от параметров системы возбуждения и почему существует труднообъяснимый большой разброс КПД, приводимых в различных публикациях. Получение ответов на эти и другие важные вопросы было основной целью работы [2].

По мнению автора [1], КПД азотного лазера $\sim 0.3\%$ является предельным, что явно лишает азотный лазер возможности конкурировать с экологически опасными эксимерными лазерами. Тем не менее интерес к проблеме повышения КПД не ослабевает. Наоборот, такие уникальные возможности азотного лазера, как высокий квантовый КПД ($\sim 19\%$), отсутствие деградации и нетоксичность рабочей среды, а также простота конструкции привлекают к нему постоянное внимание. Задача создания надежного, высокоэффективного азотного лазера продиктована также быстрым развитием полупроводниковых лазеров, которые по компактности, надежности и экологическим требованиям значительно превосходят известные газовые УФ лазеры, но пока остаются весьма дорогими.

В аналитической статье [1] не отражены работы, в которых предлагаются новые пути решения этой задачи. Например, в работе [3] сообщается, что за счет применения схемы магнитного сжатия импульса накачки, обеспечивающей наносекундную длительность его фронта, и уголкового катода был создан лазер с энергией 20 Дж и КПД 0.48%. В [4–6] было предложено использовать пучок убегающих электронов в разряде, чтобы повысить долю электронов с энергиями 15 ± 2 эВ в энергетическом

спектре электронов, наиболее эффективно возбуждающих верхний лазерный уровень S^3P_u . В наших экспериментах убегающие электроны с энергиями ~ 10 кэВ формировались в катодном слое аномального разряда, а затем инжектировались в разрядный промежуток с внешним электрическим полем, которое поддерживало баланс приобретаемой и теряемой этими электронами энергий во всем разрядном промежутке. В таких условиях убегающие электроны способны распространяться на неограниченное расстояние, эффективно ионизуя и возбуждая газ.

Предложенный в [4–6] способ позволяет получать мощные пучки убегающих электронов при больших значениях pd , соответствующих правой ветви кривой Пашена. В свете сказанного представляется очень перспективным применение этого способа в мощных газовых лазерах, особенно в УФ и ВУФ лазерах с высоколежащими электронными переходами.

Интенсивное развитие фотолитографии в последние годы, а также внедрение лазерных технологий в медицину, различные области индустрии и т. д. требует создания коротковолновых лазеров, работающих в ВУФ диапазоне спектра [6]. При этом основной упор делается на F_2 -лазер ($\lambda = 157$ нм) [7, 8], несмотря на то что ему присущи все недостатки эксимерных лазеров, усугубляющиеся очень высоким давлением активной среды (более 10 атм). Альтернативой F_2 -лазеру может служить водородный лазер ($\lambda = 160$ нм). Механизмы инверсного заселения молекул водорода и азота в целом идентичны, поэтому H_2 -лазер в известных экспериментальных реализациях также демонстрирует очень низкий технический КПД. В связи с этим задачи создания высокоэффективных азотного и водородного лазеров на основе убегающих электронов тесно связаны между собой. Эти задачи представляют большой научный интерес, имеют важное прикладное значение и в последнее время широко обсуждаются в научной литературе [2–6, 9].

Таким образом, статья В.Ф.Тарасенко [1] неполно отражает тенденции развития азотного лазера, она содержит устаревший научный материал, а критические замечания, сделанные в адрес нашей работы, являются необоснованными.

1. Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **31**, 489 (2001).
2. Аполлонов В.В., Ямщиков В.А. *Квантовая электроника*, **24**, 483 (1997).
3. Seki H., Takemori S., Sato T. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **1**, 825 (1995).
4. Apollonov V.V., Yamschikov V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 739 (2000).
5. Apollonov V.V., Yamschikov V.A. *Proc. LASERS'99* (Quebec, Canada, 2000, p.3).
6. Apollonov V.V., Yamschikov V.A. *Proc. Plasma Phys. Techn.*, **2**, 672 (2000).
7. Silfast W.T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 700 (1999).
8. Kakehata M., Hashimoto E., Kannari F., Obara M. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2599 (1990).
9. Meisel M.G. et al. *Opt. Commun.*, **147**, 83 (1998).