

## Konzeption eines Titan-Saphir-Lasersystems

R. Horn<sup>1</sup>, C. Grüning<sup>1</sup>, G. Huber<sup>2</sup>, J.V. Kratz<sup>1</sup>, J. Lassen<sup>2</sup>, G. Passler<sup>2</sup>, N. Trautmann<sup>1</sup>, K. Wendt<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>Institut für Kernchemie, <sup>2</sup>Institut für Physik, Universität Mainz

Zur Ultraspurenanalyse langlebiger Radionuklide mit Resonanz-Ionisations-Massenspektrometrie wird ein leistungsstarkes und weitgehend wartungsfreies Titan-Saphir-Lasersystem benötigt [1]. Es soll ein zweites Lasersystem aus drei Titan-Saphir-Lasern entwickelt werden, das deutliche Verbesserungen gegenüber dem vorhandenen System aufweist: Minimierung und Transportfähigkeit, Reduktion der spektralen Breite von 6 auf 1-3 GHz sowie eine kürzere Pulsdauer von maximal 50 ns. Das System soll auf eine Repetitionsrate von 10 kHz optimiert werden und einen möglichst breiten Abstimmbereich bis in den sichtbaren Spektralbereich (etwa 650 nm) zulassen, wobei Leistungen von 1-2 W und TEM<sub>00</sub>-Betrieb angestrebt werden. Als Pumplaser ist ein vorhandener, hochrepetierender Nd:YAG-Laser vorgesehen.

Eine bei gepulsten Lasern wichtige Größe ist die Verstärkung der Photonenzahl  $p$  pro Umlauf im Laserresonator unter der Bedingung, daß die durch den Pumpimpuls aufgebaute Inversion bereits über der Laserschwelle liegt, der Laserpuls aber noch nicht angeschwungen ist. Für die Verstärkung pro Umlauf gilt unter Vernachlässigung der Verluste durch die Auskopplung sowie an den verschiedenen optischen Elementen innerhalb des Resonators:

$$p_{i+1} = p_i * \exp(2x) \text{ mit } x = \frac{\sigma_{Em} * I_{Pump} * E}{h * c * p * \omega^2}.$$

Dabei ist  $\sigma_{Em}$  der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission,  $\lambda_{Pump}$  die Wellenlänge des Pumplasers,  $E$  die innerhalb des Volumens der Titan-Saphir-Lasermode im Kristall integral absorbierte Pumpimpulsenergie,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\omega$  der Radius der Titan-Saphir-Lasermode im Kristall. Da der Modenradius reziprok quadratisch in das Argument einer Exponentialfunktion eingeht, hängt die Verstärkung pro Umlauf empfindlich von seiner Größe ab.

Eine Änderung der Verstärkung pro Umlauf hat Konsequenzen für das zeitliche und spektrale Verhalten des Lasers. Einerseits ändert sich die Anschlagzeit, d.h. die Verzögerung zwischen dem Überschreiten der Laserschwelle und dem Beginn des Laserpulses: Ist sie zu kurz, so schwingt der Laser während eines Pumpimpulses u. U. mehrmals an. Dies kann durch eine Güteschaltung des Resonators verhindert werden. Andererseits aber ändert sich auch die Anzahl der Durchläufe durch das frequenzselektive Element während der Anschlagzeit und damit die Frequenzbreite des Lasers.

Diese Betrachtungen können mit Ratengleichungen numerisch quantifiziert werden. Dies wurde für das bestehende Titan-Saphir-System durchgeführt (Abb. 1+2). Der gezeigte zeitliche Verlauf und die Linienbreite stimmen mit experimentellen Daten, die am existierenden Titan-Saphir-System gemessen wurden, gut überein.

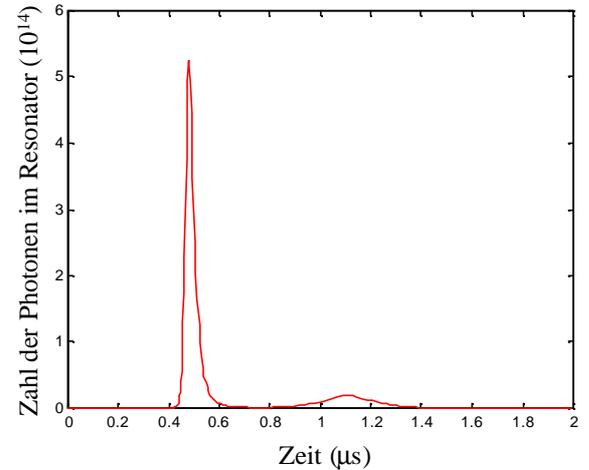


Abb. 1: Zeitverlauf eines Laserpulses gemäß Ratengleichungen

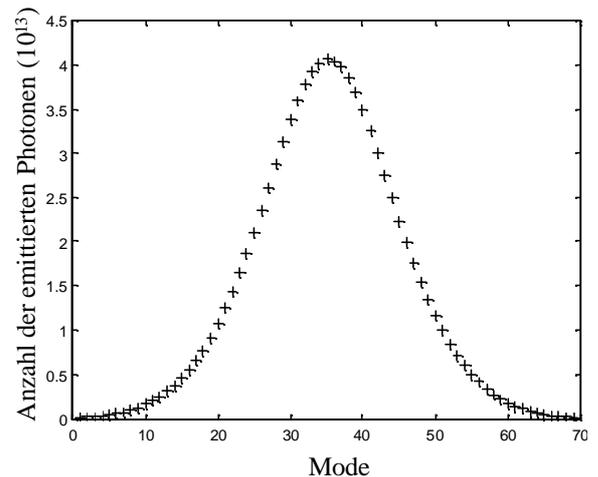


Abb. 2: Linienform gemäß Ratengleichungen 20 Moden @ 2,9 GHz

Für einen maßstäblich verkleinerten Laser ist bei gleicher Energie des Pumpimpulses die Verstärkung pro Umlauf größer, da das Modenvolumen abnimmt. Dabei wird durch Verkürzung des Resonators auch die Umlaufzeit kürzer. Um mehrfaches Anschwingen zu vermeiden und eine möglichst geringe Frequenzbandbreite zu erreichen, kann man versuchen, durch ein geändertes Resonator-Design den Modenradius stark zu vergrößern. Eine entscheidende Rolle bei solch einem neuen Design spielt die Brennweite des Laserkristalls aufgrund der thermischen Linse. Dieser Effekt wird zur Zeit eingehend theoretisch und experimentell untersucht.

[1] C. Grüning et al., dieser Jahresbericht, Beitrag C7