簡易モデルによるAVLISシステムのイオン化率計算-2(混合媒質)

滝沢 靖史, 井澤 靖和

大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

Simple Model for Calculating Photoionization Rate in AVLIS System -2 Photoionization in Mixed Medium

Yasushi TAKIZAWA and Yasukazu IZAWA

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871

(Received May 22, 2001)

In AVLIS system, the laser pulses propagate through an atomic vapor for a long distance. It has been shown by computer simulation that the laser interactions with target and non-target atoms modify the laser pulse shape and propagation velocity, resulting in the degradation of photoionization rate of target atom. In the previous paper, a simple model was proposed for calculating photoionization rate without computer simulation in the resonant media. In order to apply this method to the mixture of resonant and near-resonant atoms, the model was modified by introducing the decrease of laser propagation velocity by a near-resonant interaction. Based on this model, a simple formula was derived to connect the effective propagation distances in the resonant media and the mixture. It was found that, for the different incident laser conditions, the dependence of photoionization rate calculated by using the simple formula represent well the simulation results.

Key Words: Laser isotope separation, AVLIS, Beam propagation, Near-resonant effect

1. はじめに

原子レーザー法同位体分離 (Atomic Vapor Laser Isotope Separation) システムにおいて, 原子蒸気中を伝播するレーザーパルスは, 目的とする同位体原子 (標的原子) の選択励起とイオン化にそのエネルギーが費やされるため, 伝播と共にエネルギーが減少する (共鳴効果). また, 標的原子以外の同位体原子 (非標的原子) の遷移周波数と同位体シフトだけ離調した近共鳴状態にあるため, 遷移周波数近傍での異常分散や非線形屈折率の影響により, 伝播速度の低下, 波形の変形, 周波数変調, 自己収束などの近共鳴相互作用を受けながら, 原子蒸気中を伝播する (近共鳴効果). これらの共鳴・近共鳴効果によりレーザーパルス波形が変形され, 結果として伝播に伴いイオン化率が減少する. 前報では標的原子のみからなる共鳴媒質中を伝播するレーザーパルスの波形変形をモデル化し, そのモデルを用いてイオン化率の伝播距離依存性を解析した²⁾. 一般的なAVLISプラントにおける入射レーザー条件で, イオン化率に最も影響を与える近共鳴効果は選択励起段レーザーパルスの時間遅れ, いわゆる時間的近共鳴効果である. 本論文では時間的近共鳴効果までを含めて, 伝播に伴うレーザーパルス波形の変形をモデル化し, そのモデルを用いてイオン化率の伝播距離依存性を解析した結果について報告する.

2. シミュレーション解析結果

近共鳴効果を含めたレーザーパルス波形変形のモデル化にあたっては, 比較として, レーザーパルスの伝播と多段階光イオン化過程を解析できるシミュレーションコードCEALIS-P¹⁾を用いて計算した結果を使用した. シミュレーションに用いた原子系モデルは前報²⁾と同様, 2種類の同位体原子を含む縮退のない3準位2段階光イオン化系である.

シミュレーション解析によって得られた伝播に伴うレーザーパルス波形の変化をFig.1に示す. 上段(a)が共鳴媒質中を伝播する場合, 下段(b)が共鳴・近共鳴混合媒質中を伝播する場合である. 入射パルスはピークラビ周波数 $\Omega_0 (\Omega_A = \Omega_B = \gamma) = 1\text{GHz}$, 半値全幅25ns, 8次のスーパーガウス型で, 実線は選択励起段のレーザーパルス(A), 破線は中間励起段のレーザーパルス(B)である. レーザーパルス強度は入射位置($Z_{\text{eff}} = 0$)におけるピーク強度で規格化した. 伝播距離は次式で定義される規格化伝播距離 Z_{eff} を用いた.

$$Z_{\text{eff}} = \beta N Z / N_{\text{photon}} \quad (1)$$

ここで, β は標的原子の存在比率, N は全原子密度, Z は実伝播距離, N_{photon} は入射レーザーパルスの光子密度である. 共鳴媒質の場合は $\beta = 1.00$ であり, 共鳴・近共鳴混合媒質の場合特に断わりのない限り $\beta = 0.02$ としている.

Fig.1において、共鳴媒質中、混合媒質中どちらの場合もレーザーパルスのエネルギーは原子の励起に費やされ伝播と共に減少してゆく。伝播の初期(共鳴媒質中で $Z_{eff} = 0.45$ まで、混合媒質中で $Z_{eff} = 0.30$ まで)には、ピーク強度はほとんど変化せずパルス幅のみが減少する。伝播距離が大きくなる(共鳴媒質中で $Z_{eff} = 0.45$ 以上、混合媒質中で $Z_{eff} = 0.30$ 以上)につれて、パルス幅だけでなくピーク強度も減少する。またどちらの場合においても、レーザーA(実線)ではパルス立ち上がり部からエネルギーが完全に消費されるのに対し、レーザーB(破線)では、選択励起に必要な時間分だけ立ち上がり部でエネルギーの未利用分が残る。混合媒質の場合は励起・イオン化によるエネルギーの減少に加えて、レーザーAは基底準位に存在する非標的原子との近共鳴相互作用により群速度が低下するため、ほぼ光速で進むレーザーBとの間に時間差が生じる。

Fig.2(a)と(b)にイオン化率とレーザーエネルギーの伝播距離依存性を示す。レーザーエネルギーは、入射エネルギーで規格化した。伝播距離が小さいときイオン化率は緩やかに減少し、その後急激に低下する。イオン化率の急激な低下が始まる伝播距離は、混合媒質中の方が小さくなる。イオン化率が緩やかな減少を示す領域では、レーザーエネルギーの減少はほぼ直線的であり、共鳴媒質中と混合媒質中で同様の傾向を示す。詳細には混合媒質中の方が共鳴媒質中の場合よりエネルギーの減少が早く、この場合標的原子のみでなく吸収の飽和広がりにより極わずかに非標的原子のイオン化にもエネルギーが消費されているためと考えられる。共鳴媒質中では $Z_{eff} > 1.2$ 、混合媒質中では $Z_{eff} > 0.8$ で、一定のレーザーエネルギーが残っているにもかかわらず、イオン化率は0となる。この計算条件では、共鳴媒質中で8%、混合媒質中で32%のレーザーエネルギーが原子のイオン化に有効に利用されないことがわかる。

Fig.1において、選択励起段のレーザーAと中間励起段のレーザーBが時間的に重なっている部分をイオン化に有効なエネルギーと仮定し、その伝播距離依存性を調べた。結果をFig.2(c)に示す。見かけ上のレーザーエネルギーの減少は、(b)に示すように共鳴媒質中と混合媒質中でほとんど差は見られないが、有効エネルギーで見るとその減少率は混合媒質中の方が大きい。これは近共鳴効果によりレーザーAの伝播速度が低下することに起因している。

有効エネルギーとイオン化率の関係をFig.3に示す。有効エネルギーが等しければ、共鳴媒質中と混合媒質中ではイオン化率も等しいことが分かる。一般的には有効エネルギーが等しくてもイオン化率が等しいとは限らない。前報²⁾で議論したように、ピーク強度、あるいはパルス幅が大きく異なるとき、同じレーザーエネルギーであってもイオン化率は異なる。しかしながらこの場合のように、ある入射レーザー光の条件で共鳴媒質中と混合媒質中でのレーザーパルス伝播特性を比較する場合には、有効エネルギーが同じであればレーザー波形は両者に対してほぼ同一と考えることができ、したがってイオン化率も両者で等しくなると考えてよい。この関係は共鳴媒質中でのイオン化率を用いて、混合媒質中でのイオン化率を解析するのに利用できる。

3. 簡易モデルによる解析

本節では、混合媒質中において標的原子のイオン化率の伝播距離依存性を近似的に解析できる簡易モデルについて検討する。共鳴媒質の場合と同様に、レーザーエネルギーは標的原子の励起・イオン化のみに消費され、入射レーザーパルス波形は矩形であると仮定し、Fig.4に示すように伝播に伴いレーザー強度のみが減少するパルス幅一

Fig.1 Temporal intensity profiles of two laser pulses at different propagation distances. Laser A and B are for the selective excitation and for the intermediate excitation, respectively. (a)- resonant case, (b)- resonant-near resonant mixed case.

Fig.2 Photoionization rates (a), Laser energies (b), Effective laser energies (c) are compared as a function of normalized propagation distance.

Fig.3 Photoionization rates are compared as a function of laser energy.

定モデル(モデルA)と、レーザーパルス幅のみが減少する強度一定モデル(モデルB)の2つのモデルを考え、レーザーAに近共鳴効果による伝播遅れ時間 Δt を導入する。モデルAは入射レーザー光強度が金属蒸気に対する飽和強度に比べてずっと小さい線形吸収の場合に、またモデルBは飽和強度より大きい飽和吸収の場合に相当する。

距離 Z だけ伝播したときのレーザーAの遅延時間 Δt は、レーザーAの群速度 v_g と、レーザーBの伝播速度 c (真空中の光速)を用いて次のように表わせる。

Fig.4 Changes of laser pulse shape in mixed case model.

$$\Delta t = \frac{Z}{v_g} - \frac{Z}{c} = \frac{\omega p^2}{2\epsilon_0 \hbar c} \frac{(1-\beta)NZ}{\Delta^2} = \frac{\Omega_0^2}{4} \tau_0 \kappa Z_{eff} \quad (2)$$

$$\kappa = \frac{1-\beta}{\beta \Delta^2} \quad (3)$$

ここで、 ω は入射レーザー光の角周波数、 p は遷移の双極子モーメント、 ϵ_0 は真空の誘電率、 $\hbar$ はディラック定数、 Δ は同位体シフト、 Ω_0 は初期レーザー光ラビ周波数、 τ_0 は初期レーザーパルス幅、 κ は式(3)により定義される近共鳴係数である。

$Z_{eff}=0$ から $Z_{eff}=Z_m$ までの間で、レーザーAに生じる遅延時間 Δt のためレーザーAとBとの時間的重畳部分が減少し、更にこの重畳部分から標的原子の励起・イオン化のためにエネルギー ΔW_m が消費される。モデルAに対し ΔW_m はレーザー強度の減少として表されることから

$$\Delta W_m = \Delta I_m (\tau_0 - \Delta t) = P_m I_0 \tau_0 Z_m \quad (4)$$

モデルBに対し ΔW はパルス幅の更なる減少として表されることから

$$\Delta W_m = I_0 \Delta \tau_m = P_m I_0 \tau_0 Z_m \quad (5)$$

と書ける。ここで P_m は $Z_{eff}=0$ から Z_m までの平均イオン化率である。したがって $Z_{eff}=Z_m$ における有効エネルギー W_m は、モデルAに対し

$$W_m = (I_0 - \Delta I_m) (\tau_0 - \Delta t) = I_0 \tau_0 \left(1 - P_m Z_m - \frac{\Omega_0^2 \kappa}{4} Z_m \right) \quad (6)$$

モデルBに対し

$$W_m = I_0 (\tau_0 - \Delta \tau_m - \Delta t) = I_0 \tau_0 \left(1 - P_m Z_m - \frac{\Omega_0^2 \kappa}{4} Z_m \right) \quad (7)$$

となる。両モデルに対し有効エネルギーを表わす式は同じである。

一方、共鳴媒質の場合、 $Z_{\text{eff}} = Z_r$ における有効エネルギー W_r は、前報²⁾より、両モデルに対し

$$W_r = I_0 \tau_0 (1 - P_r Z_r) \quad (8)$$

と書ける。

共鳴媒質中と混合媒質中とで標的同位体の励起・イオン化に利用できる有効なレーザーエネルギーが同じであればイオン化率は等しいという前節の結論を用いると、式(6)、(7)および(8)より $W_m = W_r$ と置くことによって得られる

$$Z_m = \frac{P_r}{P_m + \frac{\Omega_0^2 \kappa}{4}} Z_r \quad (9)$$

は、同じイオン化率が得られる共鳴媒質中での規格化伝播距離 Z_r と混合媒質中での規格化伝播距離 Z_m との関係を表わす式となる。

Fig.5は式(9)の関係をを用いて求めた混合媒質中でのイオン化率の伝播距離依存性である。図中、実線および破線はシミュレーション結果、○は共鳴媒質中でのモデル解析によるイオン化率、□は○のデータを用いて式(9)により求めた混合媒質中でのイオン化率である。ここで○のデータは前報で議論したように、共鳴媒質中でのレーザー波形の変形を取り扱うモデルAとBから導出されたイオン化率の平均値を用いている。共鳴媒質中と混合媒質中で同じイオン化率を与える規格化伝播距離の変換式(9)はシミュレーション結果をよく再現することがわかる。

厳密に言えば式(9)で $Z_{\text{eff}} = Z_r$ における P_r は既知であるが、 P_m と Z_m は未知数である。このため P_m を仮定して Z_m を求め、その Z_m を用いて $Z_{\text{eff}} = Z_m$ までの平均イオン化率 P_m を再計算し、その値が仮定した P_m に収束するまで繰り返し計算を行う必要がある。Fig.5の解析値(□)はこのような計算により求めたものであるが、Fig.6に示すように $P_m = P_r$ としても極めて誤差は小さいことがわかる。Fig.6は異なった規格化伝播距離におけるイオン率と、その距離までの平均イオン化率 P_r および P_m を比較したものである。図から明らかなように P_r と P_m は極めてよく一致していると言える。したがって式(9)において $P_m = P_r$ と置くことができ、共鳴媒質中と混合媒質中で同じイオン化率が得られる規格化伝播距離の関係は

Fig.5 The change of normalized propagation distance by the model.

Fig.6 Average photoionization rates are compared with photoionization rate.

$$Z_m = \frac{P_r}{P_r + \frac{\Omega_0^2 \kappa}{4}} Z_r \quad (10)$$

と表わすことができる。

4. 簡易モデルの有効範囲

入射レーザー光のパルス幅が異なる場合、および式(3)による近共鳴係数 κ が異なる場合について、式(10)を用いて共鳴媒質中のイオン化率伝播距離依存性を混合媒質中の場合に変換したものを、Fig.7に示す。図には変換前の共鳴媒質中の解析結果と、それぞれの条件に対応するシミュレーション結果も合わせて示した。図より、入射レーザー光のパルス幅 τ_0 や近共鳴係数 κ が異なる場合でもモデルによる解析結果はシミュレーション結果を良く再現している。

以上に述べたモデル解析から求めたイオン化率とシミュレーション結果との差をFig.8にまとめた。図中縦軸 ΔP はモデルとシミュレーションのイオン化率の差をシミュレーションのイオン化率で規格化したもので、値が正の場合モデルの方がイオン化率を過大に評価していることを示す。同図(a)はパルス幅 τ_0 が異なる場合である。モデルにより計算されたイオン化率はどのパルス幅の場合も伝播に伴い過小評価の割合が増加している。イオン化率の誤差を10%まで許容した場合、 $\tau_0 = 12.5\text{ns}$ で $Z_{\text{eff}} = 0.57$ 、 $\tau_0 = 25\text{ns}$ で $Z_{\text{eff}} = 0.65$ までが伝播距離における本モデルの適用範囲となり、パルス幅が大きい程長距離まで適用範囲が広がる。これをFig.7を用いてイオン化率に換算すると、 $\tau_0 = 12.5\text{ns}$ の場合 $P_{\text{ion}} = 100$ から62%、 $\tau_0 = 25\text{ns}$ の場合で $P_{\text{ion}} = 100$ から51%とパルス幅が大きい程適用範囲が拡大する。

(b)は近共鳴係数 κ が異なる場合で、パルス幅 $\tau_0 = 25\text{ns}$ 、 $\kappa = 0$ が共鳴媒質の場合、 $\kappa = 0.05$ が前述(a)の近共鳴条件である。規格化伝播距離で比較する限り、近共鳴係数の増加とともに本モデルの有効範囲は見かけ上減少しているように見えるが、イオン化率で考えると、どの条件においても60%程度までが適用範囲であると言える。実用プラントでは90%程度の平均イオン化率が必要と想定される。Fig.6の結果を利用すれば、70%のイオン化率が得られる規格化伝播距離までの平均イオン化率は90%であり、本モデルの適

Fig.7 Photoionization rates estimated by the simple model in different pluse width and near-resonant coefficient κ .

用範囲はそれを超えている．したがって本モデルは十分実用に供し得るものと考えられる．

5. 結 論

AVLISプラント中でのイオン化率を簡易に評価する方法について検討した．標的原子のイオン化に有効なレー

Fig.8 Normalized differences of photoionization rate between model and simulation in different pulse width (a) and near-resonant factor κ (b).

ザーエネルギーという概念を導入することにより，共鳴媒質中でのイオン化率の伝播距離依存性を利用して，混合媒質中でのイオン化特性を解析できる簡易公式を導出した．シミュレーションとの比較により，簡易公式は共鳴・近共鳴混合媒質中においてもイオン化率が約60%に減少する規格化伝播距離まで，誤差10%以内でシミュレーション結果を良く再現できることを示した．この解析手法をAVLISプラントの設計に用いれば，長時間のシミュレーション解析が不要となり，設計時間の大幅な短縮が期待できる．

謝 辞

本論文のシミュレーション計算にあたっては，大阪大学サイバーメディアセンターの計算機を利用した．

参考文献

- 1) Y.-W. Chen, H. Niki, S. Adachi, Y. Izawa, S. Nakai, and C. Yamanaka: J. Opt. Soc. Am. **B 11** (1994) 1585.
- 2) 滝沢 靖史, 井澤 靖和: レーザー研究 **29** (2001) 664.