

بررسی نظری بهینه سازی یونیزاسیون و به گزینی ایزوتوپی در

جداسازی لیزری ایزوتوپ های اورانیوم

محمد رضا اسکندری* - بهرام سلیمانی

دانشگاه آزاد اسلامی واحد شیراز، گروه فیزیک

چکیده

در این تحقیق که با هدف افزایش یونیزاسیون و به گزینی ایزوتوپی در فرآیند جداسازی لیزری ایزوتوپ های اورانیوم انجام شده است، از رهیافت تغییر فرکانس تابشی لیزرها نسبت به فرکانس مرکزی جذب در ایزوتوپ مطلوب و حل معادلات تحول جمعیت ترازهای انرژی موثر در فرآیند، استفاده شده است و به جای یونیزاسیون مستقیم، اتم را به تراز خودیونش^۱ برانگیخته می کنند.

کلمات کلیدی. ایزوتوپ، اورانیوم، تراز انرژی، فرکانس جذب، تراز خودیونش، به گزینی، یونیزاسیون، تبادل بار

رزونانسی

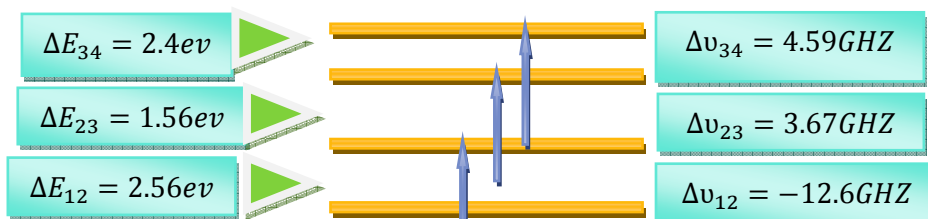
مقدمه

یکی از روش های نوین جداسازی ایزوتوپ ها، روش لیزری (AVLIS^۲) است که بر پایه ی جابه جایی ترازهای متناظر انرژی در ایزوتوپ های یک عنصر استوار است. در این روش با تابش پرتوهای لیزری به شاری از اتم ها، ایزوتوپ مطلوب را به طور گزینشی یونیزه می کنند، سپس با قطع تابش، یون های تولید شده را با اعمال میدان های الکتریکی و مغناطیسی از سیستم خارج می کنند [۱]. پهن شدگی دوپلری طیف جذبی اتم و تبادل بار رزونانسی، منجر به کاهش به گزینی و بازدهی فرآیند می شود اما اگر چگالی شار اتمی از مرتبه ی $(1/cm^3) \times 10^{13}$ (۱~۴/۵) باشد، می توان از اثرات نامطلوب آنها در فرآیند جداسازی لیزری صرف نظر کرد [۲]. از آنجایی که سطح مقطع برانگیختگی تراز اتمی، چندین مرتبه از سطح مقطع یونیزاسیون مستقیم اتم بزرگتر است، در این روش به جای یونیزه کردن مستقیم، اتم را طی چند مرحله به یک تراز خودیونش برانگیخته می کنند. هرگاه اتم به تراز خودیونش، که بالاتر از حد یونیزاسیون اتم قرار دارد، برانگیخته شود به طور خودبه خود یونیزه می شود [۳]. برانگیختگی اتم به تراز خودیونش، طی چند مرحله و براساس ترازهای انرژی ایزوتوپ مورد نظر و همچنین توان های تابشی لیزری قابل دسترس انجام می شود. برای مثال اتم اورانیوم را با تابش سه پرتو لیزری متوالی ($h\nu \sim 2\text{ev}$) به یک تراز خودیونش برانگیخته می کنند [۴].

1. Autoionization Level

2. Atomic Vapor Laser Isotope Separation

انتخاب تراز. براساس رهیافت برانگیختگی سه مرحله ای اتم به تراز خودیونش، ترازهایی برای یونیزاسیون انتخاب می شوند که فرکانس های جذبی متناظر در ایزوتوپ ها، حداکثر اختلاف ممکن را داشته باشند. از سویی دیگر سطح مقطع تبادل بار رزونانسی، زمانی کمترین مقدار خود را دارد که یون های تولید شده، در تراز انرژی 0.28 eV باشند [۵] و [۶]. لذا بر اساس مقادیر تجربی جابه جایی و انرژی ترازهای اتمی ایزوتوپ های اورانیوم [۷]، ترازهای زیر را که به صورت نمادین در شکل ۱ نشان داده شده است انتخاب می کنیم که در آن ΔE_{ij} بیانگر اختلاف انرژی دو تراز متوالی می باشد.



شکل ۱: نمایی از یونیزاسیون سه مرحله ای اورانیوم. $\Delta \nu_{ij}$ اختلاف فرکانس جذب در گذارهای متناظر ایزوتوپ های اورانیوم می باشد

به گزینی ایزوتوپی. ضریب جذب تابش در فرکانس ν ، به صورت $\alpha(\nu) = n \sigma(\nu)$ تعریف می شود که در آن n چگالی اتمی و $\sigma(\nu)$ سطح مقطع جذب می باشد [۴]. همچنین به گزینی در فرآیند AVLIS را می توان به صورت میزان جذب فوتون در یک ایزوتوپ نسبت به ایزوتوپ دیگر تعریف کرد [۴]، لذا اگر $a(\nu)$ تابع شکل پهن شدگی دوپلری تراز باشد، به گزینی ایزوتوپی در فرآیند AVLIS برای ایزوتوپ های اورانیوم به صورت $y = \frac{\alpha^{235}}{\alpha^{238}}$ تعریف می شود.

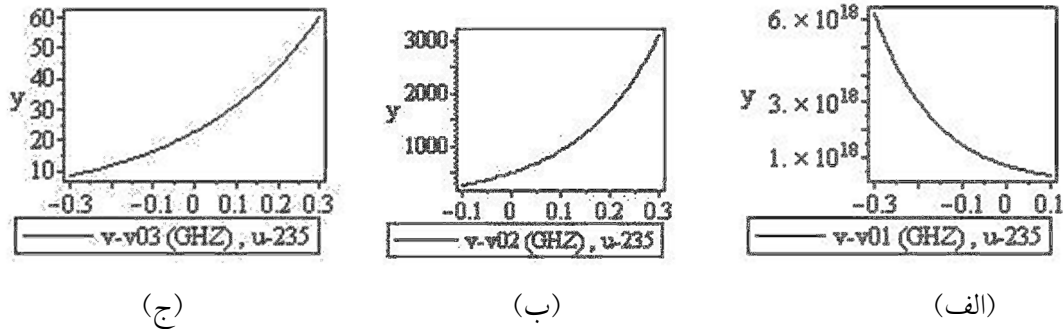
$$\alpha(\nu) = n\sigma(\nu) = n \frac{c^2 a(\nu) g_2}{8\pi \tau g_1 \nu^2} \quad (1)$$

$$a(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta \nu_D^2}\right), \quad \Delta \nu_D = 2 \nu_0 \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m_i c^2}} \quad (2)$$

$$y = \frac{\alpha^{235}}{\alpha^{238}} = 0.007 \left(\frac{\nu_{08}}{\nu_{05}}\right)^3 \exp\left(10^8 \left(\frac{-1105.48 (\nu - \nu_{05})^2}{(\nu_{05})^2} + \frac{1119.6 (\nu - \nu_{08})^2}{(\nu_{08})^2}\right)\right) \quad (3)$$

به طوری که $\Delta \nu_D$: پهنای دوپلری تراز اتمی، g_1 و g_2 : وزن آماری ترازهای اتمی، m_i : جرم ایزوتوپ i ام، ν_0 : فرکانس مرکزی جذب، τ : طول عمر تراز برانگیخته، c : سرعت نور، T : دمای شار اتمی. لذا با توجه به پهن شدگی دوپلری و جابه جایی ترازهای انرژی متناظر در ایزوتوپ ها، فرکانس های تابشی لیزر را نسبت به فرکانس مرکزی جذب در ایزوتوپ مطلوب، چنان تغییر می دهیم که جذب در ایزوتوپ مطلوب افزایش یابد. با توجه به فرکانس های در نظر گرفته شده برای فرآیند، کمیت $y = \frac{\alpha^{235}}{\alpha^{238}}$ را در هر سه مرحله

نسبت به تغییرات فرکانس حول فرکانس مرکزی جذب ایزوتوپ-۲۳۵، محاسبه می‌کنیم که نتایج حاصل از آن در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: تغییرات کمیت $y = \frac{\sigma_{235}^u}{\sigma_{235}^v}$ نسبت به تغییرات فرکانس تابشی از فرکانس مرکزی جذب در مرحله الف: اول، ب: دوم، ج: سوم،

چون فرکانس جذب در اولین گذار ایزوتوپ-۲۳۵، به میزان ۱۲/۶ GHz کوچکتر از ایزوتوپ-۲۳۸ است لذا همانگونه که در شکل ۲ (الف) دیده می‌شود، افزایش فرکانس نسبت به فرکانس مرکزی جذب، به‌گزینی را کاهش می‌دهد. زیرا این تغییرات به سمت فرکانس‌های جذب ایزوتوپ-۲۳۸ پیش می‌رود. از طرف دیگر به دلیل بزرگ بودن اختلاف فرکانس جذبی دو ایزوتوپ، میزان به‌گزینی در این گذار بسیار بزرگ است. اما در گذارهای مرحله دوم و سوم، فرکانس مرکزی جذب در ایزوتوپ-۲۳۵، به ترتیب به میزان ۳/۷۶ GHz و ۴/۵۹ GHz بزرگتر از ایزوتوپ ۲۳۸ می‌باشد لذا همانطوری که در شکل ۲ (ب و ج) نشان داده شده است، افزایش فرکانس نسبت به فرکانس مرکزی جذب ایزوتوپ-۲۳۵، به‌گزینی را زیاد می‌کند. از طرفی به دلیل کوچک بودن اختلاف فرکانس جذب دو ایزوتوپ در مرحله دوم و سوم، میزان به‌گزینی نسبت به مرحله اول بسیار کمتر است. از سوی دیگر احتمال برانگیختگی اتم در برخورد با یک پالس لیزری به صورت $A(v) \sim \frac{1}{v^2}$ تعریف می‌شود [۴]، لذا افزایش به‌گزینی، در گام اول احتمال برانگیختگی اتم را افزایش می‌دهد ($\delta v < 0$)، اما در گام‌های دوم و سوم منجر به کاهش احتمال برانگیختگی اتم می‌شود ($\delta v > 0$).

$$A(v + \delta v) = A(v) \frac{v^2}{(v + \delta v)^2} \quad (4)$$

بهینه کردن تولید یون در فرآیند جداسازی لیزری. برای بهینه سازی و اندازه‌گیری یونیزاسیون، می‌توان از رهیافت معادلات تحول جمعیت ترازهای انرژی ایزوتوپ مطلوب، با در نظر گرفتن تقریب‌های زمانی زیر استفاده کرد که بر اساس آن، هم زمان کافی برای برانگیخته شدن تراز وجود دارد و هم گسیل‌های القایی ترازها تا حد زیادی کم می‌شود.

$$t_2 \leq T_{12} \ll T_2, \quad t_3 \leq T_{23} \ll T_3, \quad T_{12} \text{ and } T_{23} < \tau$$

T_{12} و T_{23} : فاصله‌ی زمانی بین تابش لیزرها، τ : فاصله‌ی زمانی بین پالس‌ها، T_i : طول عمر تراز i ،

$t_i = (\sigma_i \phi_i)^{-1}$: زمان لازم برای برانگیختگی تراز i به تراز $i + 1$: ϕ_i : شار تابشی لیزر در گذار i ,

$$\frac{dN_1}{dt} = (\phi_1 + \phi_1') \left(\sigma_{e2} \frac{t_2}{\tau} N_2 - \sigma_{a1} N_1 \right) + a, \quad a = 0.65 \times ldvn \quad (5)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (\phi_1 + \phi_1') \left(\sigma_{a1} N_1 - \sigma_{e2} \frac{t_2}{\tau} N_2 \right) + (\phi_2 + \phi_2') \left(\sigma_{e3} \frac{t_3}{\tau} N_3 - \sigma_{a2} \left(1 - \frac{t_2}{\tau} \right) N_2 \right) \quad (6)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (\phi_2 + \phi_2') \left(\sigma_{a2} \left(1 - \frac{t_2}{\tau} \right) N_2 - \sigma_{e3} \frac{t_3}{\tau} N_3 \right) + (\phi_3 + \phi_3') \left(\sigma_{e4} \frac{t_4}{\tau} N_4 - \sigma_{a3} \left(1 - \frac{t_3}{\tau} \right) N_3 \right) \quad (7)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = (\phi_3 + \phi_3') \left(\sigma_{a3} \left(1 - \frac{t_3}{\tau} \right) N_3 - \sigma_{e4} \frac{t_4}{\tau} N_4 \right) - N_4 p_{AI} \quad (8)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = N_4 p_{AI}, \quad p_{AI} \propto \left(1 - \frac{t_4}{\tau} \right) \quad (9)$$

$$\phi_i' = \phi_i \sigma_{e(i+1)} \frac{t_{i+1}}{\tau} N_{i+1} / s \quad (10)$$

p_{AI} : احتمال واپاشی تراز خودیونش. t : زمان واپاشی تراز خودیونش، N_5 : جمعیت یونها، σ_{ai} , σ_{ei} : به ترتیب سطح مقطع گسیل القایی و جذب در تراز i . l, d : ابعاد سطح مقطع شار، a : اهنک ورود ایزوتوپ- ^{235}U : شار حاصل از گسیل های القایی ناشی از پرتو لیزر، که جذب و گسیل های القایی ثانویه ای را در سیستم ایجاد می کند. حال با فرض مقادیر نوعی زیر، جمعیت ترازهای انرژی را نسبت به زمان شروع تابش دهی، با حل معادلات (۱۰-۵) به روش

رانگ-کوتا، محاسبه می کنیم که نتایج حاصل از آن در جدول ۱ و شکل ۳ نشان داده شده است.

$$\sigma_{e2} = \sigma_{a1} = \sigma_{e3} = \sigma_{a2} \sim 10^{-13} \text{ cm}^2, \quad \sigma_{a3} \sim 10^{-15} \text{ cm}^2, \quad \sigma_{e4} \sim 0$$

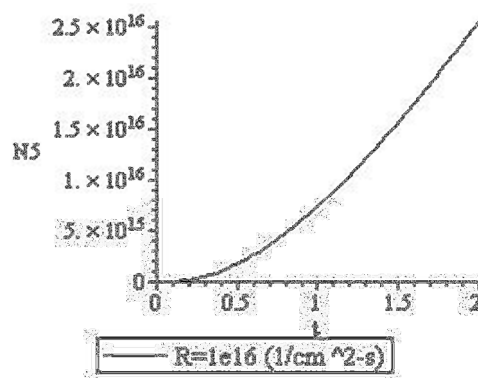
$$s = 2 \text{ cm}^2, \quad ld = 6 \text{ cm}^2, \quad v = 300 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad n = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\frac{t'}{\tau} \sim 0, \quad \frac{t_2}{\tau} \sim \frac{1}{50}, \quad \frac{t_3}{\tau} \sim \frac{1}{20}, \quad \phi_i = 10^{16} \frac{\neq}{\text{s} - \text{cm}^2}$$

جدول ۱. جمعیت تراز های انرژی نسبت به زمان شروع تابش دهی لیزری

T(s)	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5
0.00035	9×10^{12}	1.8×10^{12}	2.6×10^{11}	2.6×10^8	21637
0.01	2.4×10^{13}	2.6×10^{13}	1.9×10^{14}	7.6×10^{12}	2.17×10^{10}
0.1	2.4×10^{13}	8.3×10^{13}	1.5×10^{15}	7.94×10^{14}	2.8×10^{13}
0.6	2.4×10^{13}	1.35×10^{14}	2.57×10^{15}	9.4×10^{15}	2.6×10^{15}
1.952	2.4×10^{13}	1.35×10^{14}	2.59×10^{15}	2.06×10^{16}	2.457×10^{16}

نتایج حاصله نشان می دهد که تا لحظه $t = 0.00035$ s از شروع تابش دهی، عملاً یونیزاسیونی صورت نمی گیرد. بعد از این لحظه، یونیزاسیون به سرعت افزایش می یابد به طوری که در $t = 0.6$ s میزان یونیزاسیون به مقدار $2/6 \times 10^{15}$ می رسد. در لحظه $t = 1/952$ s علاوه بر افزایش یونیزاسیون، میزان یونیزاسیون ایزوتوپ های مطلوب - ۲۳۵ با آهنگ ورود آنها به ناحیه تابش دهی ($a = 2/457 \times 10^{16} \text{ 1/s}$) برابر می شود. همانگونه که در جدول ۲ نشان داده شده است افزایش شار تابشی لیزرها، میزان یونیزاسیون را زیاد می کند. اما اگر شار تابشی از $10^{16} \text{ photon/ s-cm}^2$ بیشتر شود میزان یونیزاسیون تغییر چندانی نخواهد کرد.



شکل ۳. تغییرات یونیزاسیون نسبت به زمان، در فرآیند جداسازی لیزری اورانیوم. R شار تابشی لیزرها است

جدول ۲. تغییرات یونیزاسیون نسبت به شار تابشی لیزرها

$\Phi(\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2})$	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}
$N5(t=0.6)$	5.8×10^{14}	2.6×10^{15}	3.53×10^{15}	3.64×10^{15}

بحث و نتیجه گیری. بر اساس نتایج به دست آمده برای سیستم نوعی مفروض، بهترین زمان ممکن برای قطع تابش دهی $t = 1/952$ s می باشد. زیرا در این لحظه، علاوه بر افزایش یونیزاسیون، میزان یون های تولید شده ی ایزوتوپ - ۲۳۵ با آهنگ ورود این ایزوتوپ به سیستم برابر می شود. از طرف دیگر چون در سیستم مفروض، اختلاف فرکانس جذبی دو ایزوتوپ در گام اول ($12/6 \text{ GHz}$) بسیار بزرگتر از گام های دوم و سوم است، لذا برای افزایش به گزینی در فرآیند، فرکانس جذبی در گام اول باید چنان تغییر کند که بیشترین به گزینی ممکن، در این گام حاصل شود، البته باید در نظر داشت که تغییر فرکانس ها نباید به میزانی باشد که باعث کاهش تولید یون های مطلوب شود. همچنین افزایش به گزینی در گام دوم و سوم احتمال برانگیختگی اتم را کاهش می دهد. لذا با توجه به رابطه $A(v) \sim \frac{\phi}{v^2}$ ، شار تابشی لیزر، برای جبران کاهش احتمال برانگیختگی اتم ها در حین افزایش به گزینی، باید شار تابشی لیزرها را افزایش داد.

مراجع

- [1] N. S. Demidova, V. A. Mishin; “An Efficient Method for Extracting Plasma Ions in Laser Isotope Separation Systems”; *Plasma Physics Reports*, Vol. 26, N. 12, 2000. pp. 1045-1053
- [2] R. I. Golyatina, A. N. TKachev, and S. I. Yakovlenko; “On the Formation of a Vapor Flow in Laser Isotope Separation”; *Laser Physics*, Vol. 8, No. 5, 1998, pp. 1095-1099
- [3] M. Tooma, M. Ueno; “Cross Sections of Charge Transfer between Uranium Atoms and Ions Produced by Autoionization”; *Nuclear Science and Technology*, Vol. 37, No. 7, P. 559-564 (2000)
- [4] P. A. Bokhan,; “*Laser Isotope Separation in Atomic Vapor*”; Wiley -VCH. (2004)
- [5] G. Wendin, N. K. Grand; “On the Photoabsorption Cross Section of Uranium Metal”; *Physica Scripta*, Vol. 32, 286-290, 1985
- [6] S. Raeder, S. Fies, T. Gottwald; “Ion-source Resonance Ionization Spectroscopy of High Lying Energy Levels in Atomic Uranium”; *Hyperfine Interact (2010) 196:71-79*
- [7] R. V. Lewis, Keith L. Peterson; “Spectral classification of uranium I energy levels using pattern-techniques”; *Physical Review A*, Vol. 35, No. 3, (1986) 196:71-79