

naghshara@yahoo.com :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۴/۳۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۹/۱۲/۱۱)

(Cu hollow cathode lamp)

و یا امواج رادیویی با بسامد ۱۳/۵۶ مگا هرتز ایجاد می‌گردد. تخلیه الکتریکی در فشار پایین احتیاج به کمک گرفتن از میدان مغناطیسی دارد تا الکترون‌ها در این میدان تاحدودی محبوس گردند و نرخ یونیزاسیون افزایش یابد. در اغلب تخلیه‌های الکتریکی با مگنترون، این میدان با قرار دادن آهنربای دائمی در پشت کاتد تولید می‌شود به صورتی که خطوط میدان مغناطیسی ناشی از آن سطح هدف را قطع کنند. بنا بر این الکترون‌ها بیشترین انرژی خود را در ناحیه‌ای که تخلیه منفی وجود دارد رها می‌سازند که در جوار سطح هدف است [۳]. یون‌های گازی ایجاد شده در این تخلیه به سطح هدف برخورد نموده و باعث کند و پاش شدن آن می‌گردند. در تخلیه DC، هدف باید از جنس هادی جریان الکتریکی مثل فلزات باشد، ولی در تخلیه توسط امواج رادیویی چنین محدودیتی وجود ندارد. اتم‌های

تخلیه الکتریکی با مگنترون در سی سال اخیر به‌طور وسیعی در صنعت، برای ساخت لایه‌های نازک فلزی، نیتزیدی، اکسیدی و غیره به کار برده شده است [۱ و ۲]. اما تنها در دو دهه اخیر است که کوشش‌های وسیعی برای مطالعه تخلیه الکتریکی در مگنترون از دیدگاه فیزیک تخلیه الکتریکی صورت می‌پذیرد. در این وسیله، هدفی که قرار است کند و پاش گردد، در برابر سطحی که به عنوان زیر پایه قرار است روی آن لایه نازک تشکیل گردد قرار می‌گیرد. فاصله بین هدف و زیرلایه باید به اندازه کافی کوچک باشد تا تعداد برخورد بین ذرات کنده شده از هدف و مولکول‌های گاز حائل محدود باشد. این محدودیت ایجاد می‌کند که فشار محیط اطراف در بازه میلی‌تور قرارگیرد. تخلیه الکتریکی در گاز حائل توسط اعمال ولتاژ DC

می‌گردد. تکرنگ ساز خط طیفی مورد نظر را از بقیه خطوط طیفی موجود در پلاسما جدا نموده و آنرا به یک آشکار ساز نوری هدایت می‌کند و آشکار ساز، شدت نور این خط تشدید را ثبت می‌کند. در حضور اتم‌های فلزی در داخل پلاسما، کسری از فتون‌های تشدید توسط اتم‌های فلزی جذب شده و شدت اولیه رسیده به آشکار ساز که در غیاب اتم‌های فلزی آن را  $I_i$  می‌نامیم به مقدار  $I_0$  کاهش می‌یابد.

در اغلب موارد خط طیفی نشری توسط لامپ کاتد توخالی و ضریب جذب اتم‌های فلزی بر حسب فرکانس دارای نمایه‌های یکسان می‌باشند، که می‌تواند شامل پهن شدگی دوپلری برای یک خط تنها یا در حالت پیچیده دارای ساختار فوق ریز ناشی از اندرکنش اسپین هسته و مداری و همچنین جابجایی ناشی از وجود ایزوتوپ‌های مختلف فلزی باشد. (در مورد مس حالت پیچیده حاکم است چون دارای دو ایزوتوپ با اسپین  $3/2$  می‌باشد). ارتباط بین تغییر در شدت نور منتشره با ضریب جذب بر طبق قانون بیر-لامبرت بیان می‌شود که در ادامه شرح داده خواهد شد. با دانستن نسبت شدت نور خروجی به ورودی، تنها مجهول چگالی اتم‌های جاذب خواهد بود که می‌توان از روی مقادیر معلوم آنرا محاسبه نمود.

دمای گاز نیز یک پارامتر کلیدی برای درک بهتر فرآیندهای موجود در پلاسما نامتعادل است. بنابراین بی معنی است که بدون دانستن دمای جنبشی اتم‌های خنثی سعی در مدل سازی برای آنها نماییم. برای تعیین تجربی دمای گاز، اکثر روش‌های مورد استفاده تا کنون بر پایه روش‌های نوری بوده است، زیرا آنها مختل کننده نبوده و با طبیعت پلاسما سازگار می‌باشند. در حضور گازهای مولکولی، در حالتی که چگالی گاز به اندازه کافی باشد تا در اثر برخوردها تعادل در بین درجات آزادی دورانی و انتقالی ایجاد گردد، دمای گاز را می‌توان بر حسب توزیع جمعیتی دورانی در حالت تحریک شده یا پایه مولکولی بیان نمود. تا کنون چندین کار تجربی بر پایه استفاده از طیف نگاری جذبی حالت پایه اتم‌های خنثی جهت تعیین دمای گاز، گزارش شده است. [۱۰]

روش دیگر برای این کار، بر پهن شدگی دوپلری خطوط

کند و پاش شده بعد از تعداد محدود برخورد با مولکول‌ها و یون‌های موجود در پلاسما خود را به زیر لایه رسانده و روی آن لایه نازکی را تشکیل می‌دهند. بهبود کیفیت و نرخ لایه نشانی برای سیستم‌های کند و پاش پلاسمایی همیشه مورد توجه بوده است. بنابراین برای دستیابی به ایده چنین بهبودی نیازمندیم که چگالی اتم‌های فلز را در داخل پلاسما به دست آوریم. پارامتر مهم دیگر دانستن چگالی اتم‌های گاز حامل است که کمیت مسیر پویش آزاد میانگین را در طی مسیر از هدف تا زیرلایه را کنترل می‌کند. این چگالی به‌طور مستقیم با فشار اندازه‌گیری شده برای گاز داخل محفظه خلا،  $p$  توسط قانون گازهای کامل مرتبط است. بنابر این اندازه‌گیری این دو کمیت مهم یعنی چگالی ذرات فلزی کند و پاش شده و دمای گاز و بررسی ارتباط آنها توسط پارامترهای پلاسمایی، می‌تواند باعث درک بهتر فرآیند لایه نشانی و کنترل آن جهت بهبود کیفیت لایه نشانی گردد.

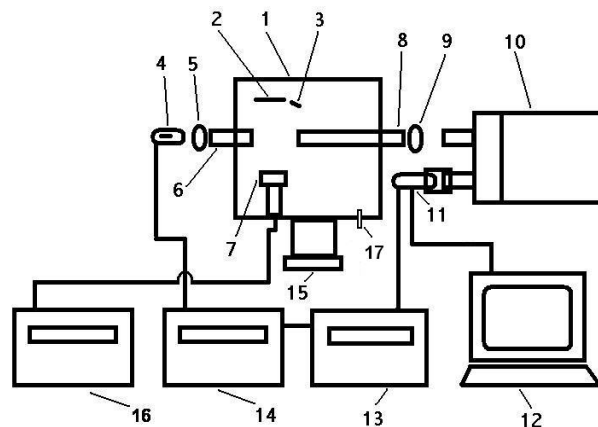
برای اندازه‌گیری چگالی اتم‌ها و یا یون‌های فلزی در لایه نشانی تکنیک‌های مختلفی وجود دارد، مانند جذب پرتوهای لیزری (Laser absorption : LA) یا فلئوئورسانس لیزری القایی (Laser induced fluorescence : LIF) [۴]، طیف سنجی جرمی (Mass spectrometry : MS) و روش طیف سنجی جذبی نوری (Optical absorption spectroscopy : OAS) و روش جذب تشدید نوری (Resonance optical absorption : ROA) [۵]. روش اخیر کم هزینه‌ترین روش می‌باشد که در آن به عنوان چشمه نوری از تنها یک لامپ کاتد خالی (Hollow cathode lamp : HCL) استفاده می‌کنند. علاوه بر این با این روش می‌توان مقدار مطلق چگالی عددی ذرات جاذب فوتون را به دست آورد. (یعنی چگالی عددی اتم‌ها و یون‌هایی که در حالت پایه و یا در حالت شبه پایدار قرار دارند) [۶ و ۷].

توضیح کلی در مورد روش جذب تشدید را می‌توان در مرجع [۷] مطالعه نمود. نور تولیدی از یک لامپ تجاری کاتد توخالی (HCL) از فلز مورد نظر (در اینجا از نوع مس) از میان پلاسمای تولیدی توسط مگنترون (Magnetron plasma : MP) عبور نموده و وارد یک تکرنگ ساز (Monochromator)

درجه خلوص ۹۹/۹۹۹٪ می‌باشد که با فلوی ۲۵ سانتیمتر مکعب در دقیقه (۲۵SCCM) وارد سیستم می‌گردد (۱۷). دو پنجره از جنس شیشه کوارتز به‌طور هم محور و رو به رو به فاصله ۱۲ سانتیمتری در بالای هدف قرار دارند (۶ و ۸). با استفاده از دو لوله نیم اینچی، قسمتی از پلاسمای یکنواخت به طول حدود بیست سانتیمتر را برای مطالعه انتخاب کرده‌ایم. هدف، قرصی از جنس مس به قطر ۷ سانتیمتر می‌باشد.

منبع تغذیه مگنترون مورد استفاده (۱۶) از نوع DC بوده و توان مورد استفاده حداکثر ۲۲۰ وات بوده است. به عنوان چشمه نور، یک لامپ کاتد توخالی مس از نوع Rank Hilger به کار برده شده است (۴). شعاع نور خارج شده از این لامپ توسط یک عدسی از جنس شیشه کوارتز با فاصله کانونی ۱۰ سانتیمتر به‌صورت موازی در می‌آید (۵). این نور از طریق یکی از پنجره‌های کوارتز موجود در بدنه محفظه خلاء وارد پلاسمای گردیده و از پنجره کوارتز روبه‌رویی موجود در بدنه محفظه خارج می‌گردد. نور خروجی که حاوی اطلاعات ذی قیمتی از پلاسماست توسط عدسی کوارتز دیگری با فاصله کانونی ۵ سانتیمتر (۹) به داخل یک تکرنگ ساز از نوع HR-320 هدایت می‌گردد (۱۰). این تکرنگ ساز دارای توری ۲۴۰۰ خط در میلیمتر است که قدرت تفکیکی معادل ۱/۳ آنگستروم را ایجاد می‌کند. بعد از جداسازی خط طیفی مورد نظر از بقیه خطوط طیفی، نور خروجی از تکرنگ ساز وارد یک تکثیرکننده نوری (PMT) از نوع Electron Tubes Limited model P25232-05 می‌گردد (۱۱).

لامپ کاتد توخالی به‌طور پیوسته روشن نمی‌ماند، بلکه آن را با یک کلید الکترونیکی ساخته شده از ماسفت با فرکانس ۱۰ هرتز روشن و خاموش می‌کنیم (۱۴). بعد از ۵ میلی ثانیه از شروع هر نیم پریود، مولد پالس همزمان سازی تعبیه شده در مدار (۱۳)، پالسی را به مدار کنترل PMT می‌فرستد. در نرم افزار داده‌گیری PMT زمان دریافت داده روی ۳۵ میلی ثانیه تنظیم گردیده است. لذا PMT در نیم پریود روشن لامپ کاتد توخالی به مدت ۳۵ میلی ثانیه و در نیم پریود خاموش لامپ نیز به مدت ۳۵ میلی ثانیه داده را شمارش نموده و به کامپیوتر ارسال می‌کند.



شکل ۱. چیدمان آزمایش - شرح اجزای چیدمان: (۱) محفظه خلاء، (۲) زیر پایه، (۳) ضخامت سنخ، (۴) لامپ کاتد توخالی، (۵) عدسی کوارتز (۶) دریچه کوارتز، (۷) هدف، (۸) دریچه کوارتز، (۹) عدسی کوارتز (۱۰) تک رنگ ساز، (۱۱) تکسیر ساز نوری، (۱۲) رایانه، (۱۳) مولد پالس همزمان سازی، (۱۴) منبع تغذیه برای لامپ کاتد تو خالی، (۱۵) پمپ تخلیه، (۱۶) منبع تغذیه مگنترون، (۱۷) ورود گاز آرگون.

طیفی اتم‌ها و مولکول‌ها مبتنی است. برای استفاده از این روش نیاز به وجود لیزر قابل تنظیم در فرکانس مشخص با پهنای خط طیفی بسیار باریک است که با استفاده از دیودهای لیزری در یک کاواک تشدید ایجاد می‌گردد. به علت عدم دسترسی به چنین لیزری ما در اینجا از روش اول استفاده نموده‌ایم.

روش طیف نگاری جذبی حالت پایه اتم‌های خنثی بر دمای دورانی مولکول‌های گاز نیتروژن مبتنی است. برای این منظور درصد کمی گاز نیتروژن به همراه گاز کاری (آرگون) وارد محفظه خلاء می‌کنیم. با استفاده از تکنیک طیف نگاری نشری، طیف نشری مولکول نیتروژن ثبت می‌گردد. با فرض اینکه دمای دورانی مولکول‌های نیتروژن با دمای گاز برابر است، از روی این طیف می‌توان با شبیه سازی کامپیوتری دمای گاز را به‌دست آورد.

چیدمان آزمایشگاهی در شکل ۱ آورده شده است. جزء اصلی این چیدمان، سامانه کند و پاش پلاسمایی به اسم MECA-۲۰۰۰ می‌باشد (۱). گاز کاری مورد استفاده آرگون با

شکل ۲ گذارهای تراز پایه و ترازهای شبه پایدار اتم مس را نشان می‌دهد. دو خط از تراز پایه  $[^2S_{1/2}]$  و دو خط از دو تراز شبه پایدار  $[^2D_{3/2}]$  و  $[^2D_{5/2}]$  ایجاد می‌گردند. برای به دست آوردن تعداد کل اتم‌ها در واحد حجم، باید جمعیت اتم‌ها در این سه تراز را به دست آوریم. برای این کار، تعداد مطلق اتم‌ها در واحد حجم را با استفاده از جمعیت اتم‌های موجود در حالت پایه و یکی از حالت‌های شبه پایدار فوق به دست آورده و با دخالت دادن وزن آماری موجود بین جمعیت دو تراز شبه پایدار، آنها را با هم جمع می‌کنیم و تعداد کل اتم‌های مس در واحد حجم را به دست می‌آوریم.

اتم مس دارای دو ایزوتوپ  $^{63}\text{Cu}$  (۶۹٪) و  $^{65}\text{Cu}$  (۳۱٪) با اسپین هسته ای  $I=3/2$  می‌باشد. بر طبق اصول مربوط به جابه‌جایی ایزوتوپی و ساختار فوق ریز، نمایه (پروفایل) به دست آمده برای خطوط طیفی بسیار پیچیده است. بنابراین لازم است که به دقت فرمولبندی لازم برای خطوط طیفی مرکب را به دست آوریم.

فرض کنیم نور خارج شده از یک چشمه با فرکانس  $\nu$  نزدیک به یک گذار اتمی در داخل پلاسما باشد. شدت نور را قبل از ورود به محیط جاذب با رابطه زیر نشان می‌دهیم [۱۱].

$$I_i = \int_0^\infty E_i(\nu) d\nu, \quad (1)$$

که در آن  $E_i(\nu)$  شدت پرتو نور ورودی در فرکانس  $\nu$  می‌باشد. رابطه بین شدت کلی شعاع نور ورودی  $I_i$  و شدت کلی شعاع نور خروجی  $I_o$  در طول  $l$  برای محیط جاذب نور (داخل پلاسما) و ضریب جذب نور  $k(\nu)$  از رابطه زیر- لامبرت به دست می‌آید [۱۱].

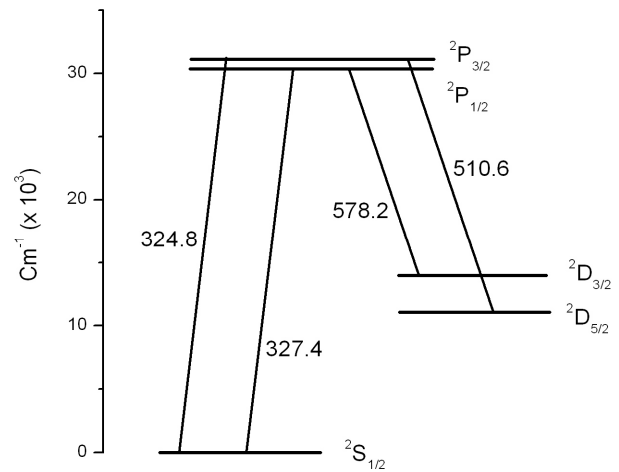
$$\frac{E_o(\nu)}{E_i(\nu)} = \text{Exp}(-k(\nu) \times l). \quad (2)$$

پهن شده گی دوپلری برای یک خط تنها از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۲]

$$k(\nu) = k_o \exp \left[ -4(\ln 2) \left( \frac{\nu - \nu_o}{\Delta \nu_a} \right)^2 \right] \quad (3)$$

که در آن

$$\Delta \nu_i = \frac{\nu}{\lambda_o} \sqrt{\frac{2(\ln 2)kT_i}{M}} \quad (4)$$



شکل ۲. ترازهای پایه و شبه پایدار اتم مس.

در مدتی که لامپ کاتد تو خالی خاموش و پلاسما روشن است، شمارش PMT شامل نشرپلاسما در خط طیفی مورد آزمایش در داخل محفظه خلاء و شمارش زمینه مربوط به PMT می‌باشد. در مدتی که لامپ کاتد تو خالی و پلاسما هر دو روشن هستند، شمارش مربوط می‌شود به مقدار شدت نور لامپ کاتد تو خالی که از پلاسما داخل محفظه خلاء عبور کرده و کسری از آن که توسط پلاسما در خط طیفی مورد آزمایش جذب شده است و نشر همان خط طیفی توسط پلاسما داخل محفظه به علاوه شمارش زمینه. لذا اگر ما این دو مقدار را از هم کم کنیم مقدار به دست آمده، شمارش مربوط به مقدار نور عبوری پس از جذب توسط پلاسما در خط طیفی مورد آزمایش می‌باشد ( $I_o$ ). حال اگر موقعی که پلاسما خاموش است همین کمیت را دوباره حساب نماییم، (یعنی شمارش حالت روشن لامپ کاتد تو خالی را از حالت خاموش آن کم کنیم)  $I_i$ ، با تقسیم کردن این دو مقدار به همدیگر می‌توان نسبت شدت نور عبوری به نور تابیده شده به پلاسما را به دست آورد. این مقدار را اصطلاحاً  $I_o/I_i$  می‌نامیم.

در این مقاله هدفمان یافتن چگالی مطلق عددی اتم‌های مس در حین فرآیند کندوپاش پلاسمایی است. اتم‌های مس دارای دو حالت عمده در داخل پلاسما هستند، یکی حالت پایه و دیگری حالت‌های شبه پایدار.

که در این رابطه  $S_{F'F''}$  قدرت نوسانگری زیر سطوح مربوطه است [۱۳]. از روابط ۳ تا ۵ برای یک پهن شدگی چند خطی دوپلری می‌توان رابطه زیر را برای ضریب جذب به دست آورد.

$$k(v) = \frac{2}{\Delta v_a} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\pi e^2}{mc} f_0 N_0 \frac{1}{\sum_i (\rho_i \sum_{F'F''} S_{F'F''})} \times \sum_i \rho_i \sum_{F'F''} S_{F'F''} \exp \left[ -\frac{2}{\Delta v_a} \left( \frac{v - v_{F'F''}}{\Delta v_a} \right)^2 \right] \quad (8)$$

در جمع زدن روی  $F'$  و  $F''$  باید دقت کنیم که  $\Delta F = 0, \pm 1$  رعایت شود. در داخل لامپ کاتد توخالی فرض می‌کنیم جمعیت اتم‌های موجود در زیر ترازهای مختلف برای تراز بالا در حالت تعادل آماری هستند که پهنای دوپلری آن  $\Delta v_e$  است که از دمای اتم‌های خنثی داخل لامپ  $T_e$  تعریف می‌گردد. برای هر خط توصیف شده با این زیر ترازها می‌توانیم رابطه زیر را بنویسیم [۶]

$$E(v) = E_0 \frac{1}{\sum_i (\rho_i \sum_{F'F''} S_{F'F''})} \times \sum_i \rho_i \sum_{F'F''} S_{F'F''} \exp \left[ -\frac{2}{\Delta v} \left( \frac{v - v_{F'F''}}{\Delta v} \right)^2 \right] \quad (9)$$

که در رابطه (۲) برای خط نشری لامپ کاتد تو خالی و جذب پلاسما با  $\Delta v$  های مربوط به هر یک، از این فرمول استفاده می‌نماییم. این نمایه‌ها برای خط  $327/4$  نانومتری و  $510/6$  نانومتری اتم مس با در نظر گرفتن ساختار فوق ظریف در شکل ۳ و ۴ رسم شده‌اند. در این شکل‌ها نمایه‌ها در دماهای مختلف محاسبه شده و رسم گردیده‌اند. در زیر هر شکل نیز محل زیرخطوط با در نظر گرفتن شدت مربوطه مشخص شده است که در اثر پهن شدگی دوپلری نمایه مورد نظر را ایجاد نموده‌اند. برای مطالعه روش مورد استفاده می‌توان به مرجع [۱۴] مراجعه نمود.

برای حل عددی معادلات، یک مقدار انتخابی برای  $N_0$  به‌طور نمونه چنان در نظر می‌گیریم که به اندازه کافی کوچک باشد تا مقداری را برای  $I_0/I_i$  ایجاد کند که به یک خیلی نزدیک باشد. سپس به کمک رابطه (۲) مقدار  $E_0(v)$  را برای شعاع نور خروجی از پلاسما به ازای هر فرکانس  $\nu$  محاسبه

پهنای دوپلری خط که در مورد لامپ کاتد توخالی با دمای  $T_e$  به  $\Delta v_e$  و در مورد پلاسما با  $T_a$  به  $\Delta v_a$  تبدیل می‌گردد و  $k_0$  ضریب جذب در وسط خط در فرکانس  $\nu_0 = c/\lambda_0$  می‌باشد.  $k_0$  طبق رابطه زیر به‌طور مستقیم با چگالی مطلق عددی اتم‌های جاذب مرتبط است [۱۲].

$$k_0 = \frac{2}{\Delta v_a} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\pi e^2}{mc} f_0 N_0 \quad (5)$$

که در آن  $f_0$  قدرت نوسانگری برای گذار مورد نظر و مابقی پارامترها مقادیر معلوم و معمول هستند.

در حقیقت برای یک گذار اتمی به جای یک خط منفرد، باید چندین خط که به‌وسیله جابه‌جایی ایزوتوپ و ساختار فوق ریز از هم جدا شده‌اند را هم برای تراز پایین و هم برای تراز بالای گذار در نظر بگیریم. اندازه حرکت زاویه‌ای کل  $F$  یک حالت اتمی با رابطه زیر داده می‌شود

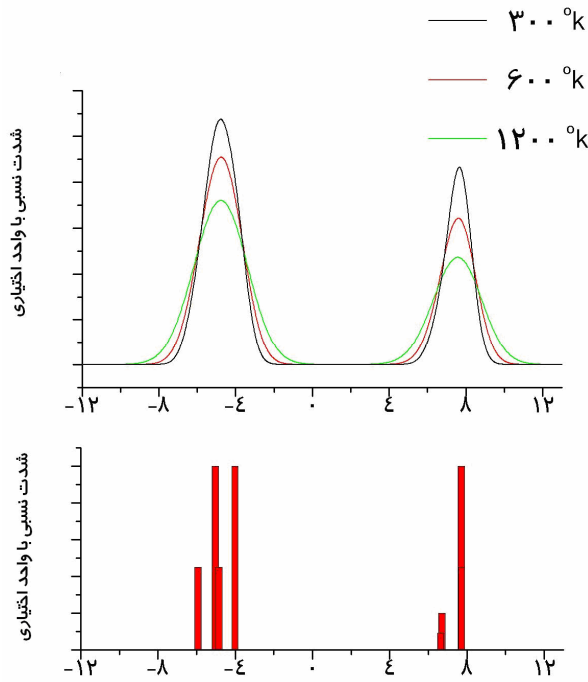
$$|J - I| \leq F \leq |J + I|,$$

که در آن  $J$  اندازه حرکت زاویه‌ای کل الکترون می‌باشد. در مورد اتم مس دو ایزوتوپ با  $F = 3/2$  وجود دارد. گذار تشدید  $2P_{1/2} - 2S_{1/2}$  با طول موج  $327/4$  نانومتری شامل هشت خط است، که چهار خط از هر ایزوتوپ ایجاد می‌گردد. در هر دو ترازهای بالا و پایین در ساختار فوق ظریف دو زیر تراز ایجاد می‌گردد با  $F = 1$  و  $2$  که باعث تولید چهار خط مجزا می‌شود. برای گذار  $2D_{5/2} - 2P_{3/2}$  با طول موج  $510/6$  نانومتری تراز پایین به چهار زیر تراز با  $F = 0$  و  $1$  و  $2$  و  $3$  و تراز بالا نیز به چهار زیر سطح با  $F = 1, 2, 3, 4$  تفکیک می‌شود. با استفاده از قاعده انتخاب گذار دو قطبی می‌دانیم که  $\Delta F = 0, \pm 1$ ، بنا بر این برای هر ایزوتوپ نه خط مجزا به دست می‌آید. چگالی اتم‌های ایزوتوپ  $i$  ام در زیر تراز  $F''$  برای تراز پایین را به‌صورت زیر نشان می‌دهیم

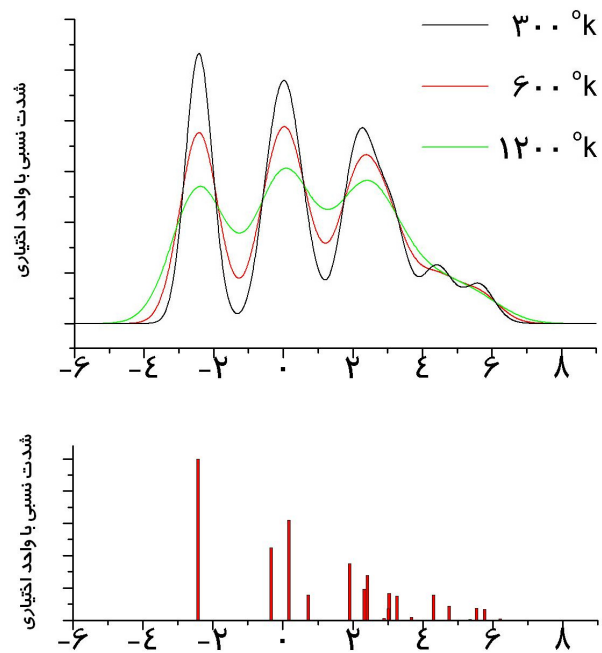
$$N_{i,F''} = \rho_i \frac{g_{F''}}{\sum_{F''} g_{F''}} N_0 \quad (6)$$

قدرت نوسانگری  $f_0$  نیز به صورت بین زیر ترازهای هر ایزوتوپ تقسیم شده است [۱۲]

$$f_{F'F''} = f_0 \frac{S_{F'F''} \sum_{F''} g_{F''}}{g_{F''} \sum_{F'F''} S_{F'F''}} \quad (7)$$



شکل ۴. نمایه خط ۳۲۷/۴ نانومتری بر حسب گیگاهرتز.

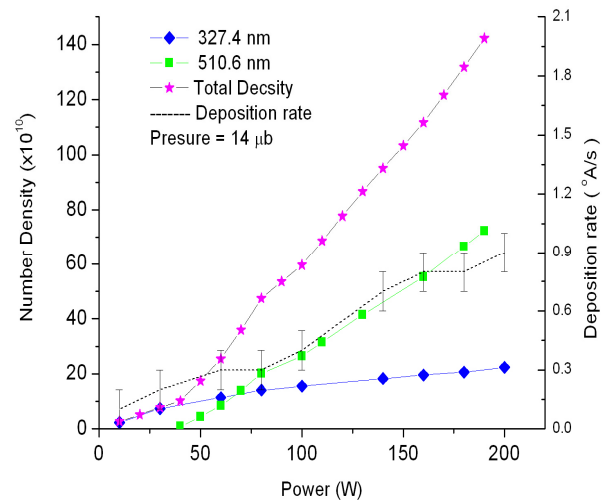


شکل ۳. نمایه خط ۵۱۰/۶ نانومتری بر حسب گیگاهرتز.

$I_o/I_i$  را از آزمایش داریم و می‌خواهیم  $N$  را به دست آوریم) لذا این محاسبه را برای مقادیر مختلف  $N$  با افزایش جزئی انجام می‌دهیم و جدولی را برای مقادیر مختلف  $I_o/I_i$  و  $N$  های مربوطه تنظیم می‌کنیم. حال با استفاده از الگوریتم نویل برای درونیابی جداول می‌توان مقدار  $N$  را برای هر  $I_o/I_i$  دلخواه به دست آمده از آزمایش به دست آورد.

نتایج به دست آمده برای اتم‌های مس در حین کند و پاش پلاسمایی در شکل ۵ دیده می‌شود. ملاحظه می‌کنیم که چگالی عددی کل اتم‌های مس که در دو حالت پایه و شبه پایدار قرار دارند در فشار ۱۴ میکروبار نسبت به توان اعمالی به صورت خطی افزایش می‌یابد و در توان ۲۰۰ وات اعمال شده به مگترون، مقدار آن  $1.4217 \times 10^{12}$  در سانتیمتر مکعب است. محور سمت راست این نمودار نیز نشان دهنده آهنگ لایه نشانی است که در این توان مقدار آن  $0.9 A^0/s$  است.

همان گونه که در شکل ۵ دیده می‌شود در توان‌های بالاتر از ۴۰



شکل ۵. نتایج آزمایش- چگالی کل اتم‌های مس و آهنگ لایه نشانی.

می‌کنیم. برای این کار عرض خط را به ۶۰۰۰ قسمت تقسیم می‌کنیم. سپس روی  $E_i(V)$  و  $E_o(V)$  در کل عرض خط نسبت به فرکانس به روش سیمپسون انتگرال‌گیری می‌کنیم. حال این دو مقدار را به هم تقسیم می‌نماییم تا نگران مقدار  $E_o$  نباشیم و این مقدار از صورت و مخرج کسر حذف گردد. حاصل این تقسیم همان مقدار  $I_o/I_i$  برای  $N$  انتخابی ما است. چون در عمل نیازمند عکس این محاسبه هستیم (زیرا ما

در بعضی از کارهایی که قبلاً در این زمینه انجام شده است با تصور اینکه طول عمر اتم‌ها در حالت شبه پایدار کم است جمعیت آنها را نادیده گرفته‌اند که با توجه به این مطالب قابل قبول نمی‌باشد و باید جمعیت شبه پایدارها را نیز به حساب آورد [۱۵].

وات اعمال شده به مگنترون تعداد جمعیت اتم‌های موجود در حالت شبه پایدار به شدت زیاد می‌شود و در توان ۶۰ وات تعداد آنها از تعداد اتم‌های موجود در حالت پایه نیز بیشتر می‌گردد. لذا با توجه به این مسئله باید در به‌دست آوردن کل تعداد اتم‌ها، جمعیت اتم‌های شبه پایدار را نیز به حساب آوریم.

9. S Konstantinidis, A Ricard, M Ganciu, J P Dauchot, C Ranea and M Hecq, *J. Appl. Phys.*, **95** ( 2004) 2900.
10. D K Otorbaev, V N Ochkin, P L Rubin, S Y Saviniv, N N Sobolev and S N Tskhai, *Technical Report, supp., Lebedev Phys. Inst., academy of sciences of USSR*, **2** (1989) 179.
11. P Baltayan, F Hartmann, I Hikmet and N Sadeghi, *J. Chem. Phys.* **97**(1992) 8.
12. W L Wiese, M W Smith and B M Glennon, *Atomic Transition Probabilities*, NSRDS-NBS4, 1 (1966).
13. A Messiah, "*Mecanique Quantique*", Dunod, Paris, (1960).
14. J Tenenbaum, I Smilanski, S Gabay, L A Levin, G Erez and S Lavi, *Optics Comm.*, **32** (1980) 3.
15. A Cortona, W. Husinsky and G. Betz, *Phys. Rev. B* **59** (1999) 15495.

1. J E Mahan, "*Physical Vapour Deposition of Thin Films*", New York, Wiley (2000).
2. R A Powell and S M Rossnagel, *Thin Films*, San Diego, Academic (1999).
3. F Guimaraes, J B Almeida and J Bretagne, *J. Vac. Sci. Technol. A* **9** (1991) 133.
4. R Ramos, G Cunge, M Touzeau and N Sadeghi, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41** (2008) 152003.
5. L Xu, N Sadeghi, V M Donnelly and D J Economou, *J. of Appl. Phys.*, **101** (2007) 013304.
6. A C G Mitchell and M W Zemansky, "*Resonance Radiation and Excited Atoms*", Cambridge University Press, London (1971).
7. O Ohebsian, N Sadeghi, C Trassy and J M Mermet, *Optics Communication*, **32**(1980) 81.
8. NIST, Atomic Database web site: <http://physics.nist.gov/chi-bin/AtData/main-asd>.