

Research Paper

Inverse Spin Hall Effect and Spin Seebeck Effect in Tungsten Disulfide¹

Farshid Nooralishahi², Mohammad Kazem Salem^{*3} and Mohammad Reza Tanhayi⁴

Received: 2022.04.20

Revised: 2022.06.25

Accepted: 2022.08.17

Abstract

In this paper, the dependence of the spin pumping effect on a layer of tungsten disulfide (WS_2) by the inverse Hall spin effect (*ISHE*) is investigated. The precession motion of the magnetization vector creates the effect of spin pumping on a non-conductive ferrimagnetic film. A stream of polarized spin electrons is then injected into the NM layer of a non-magnetic material such as Pt. This spin current is converted to electric current by the *ISHE*. We investigated the efficiency of spin injection into tungsten disulfide WS and found that as the film thickness increased, the *ISHE* voltage also increased and compared this relationship with the theory. Next, we obtained the spin diffusion length and conductivity of the spin mixture by varying the damping coefficient of Gilbert with thickness. As far as we know, similar studies have been performed here on materials such as yttrium-iron-garnet or $Mo_{1-x}W_xS_2$ alloy, but not on tungsten disulfide. Studies such as the effect of spin-orbit coupling, the study of second-order Riemann scattering, and the like, have been performed on tungsten disulfide and are still ongoing. We hope this will guide for the development of further studies in this field.

Keywords: *The inverse Hall Spin Effect (ISHE), Spin Pumping, Gilbert Damping, Spin Waves, Tungsten Disulfide.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2022.40141.1276

² PhD Student, Plasma Physics Research Center, Science, and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran. Email: farshidnooralishahi@yahoo.com

³ Associate Professor, Plasma Physics Research Center, Science, and Research Branch Islamic Azad University, Tehran, Iran. (Corresponding Author). Email: salem.mohammadkazem@yahoo.com

⁴ Professor, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran. Email: tanhaii@yahoo.com



اثر وارون اسپین هال و اثر "سیبک" اسپین در دی سولفید تنگستن^۱

فرشید نورعلی‌شاهی^۲، محمد کاظم سالم^{۳*} و محمد رضا تنهایی^۴

تاریخ دریافت: ۱۴۰۱/۰۱/۳۱

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۱/۰۴/۰۴

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۵/۲۶

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال دوازدهم، پیاپی ۳۱، زمستان ۱۴۰۱

صص ۴۳ - ۶۱

چکیده:

در این مقاله، وابستگی اثر پمپاژ اسپین به لایه‌ای از دی سولفید تنگستن (WS_2) با استفاده از اثر وارون اسپین هال (ISHE) بررسی شده است. حرکت تقدیمی بردار مغناطش، اثر پمپاژ اسپین در یک فیلم نارسانای فری مغناطیسی ایجاد می‌کند. سپس جریانی از الکترون‌ها با اسپین قطبی شده به لایه NM از یک ماده غیرمغناطیسی، چون پلاتین (Pt)، تزریق می‌شود. این جریان اسپین با استفاده از روش ISHE به جریان الکتریکی تبدیل می‌شود. در کار حاضر، کارایی تزریق اسپین به دی سولفید تنگستن (WS_2) بررسی و دریافت شد که با افزایش ضخامت فیلم، ولتاژ ISHE نیز افزایش می‌یابد، سپس این رابطه با نظریه مقایسه شد. در مرحله بعد، طول نفوذ اسپین و رسانایی مخلوط اسپین از تغییر ضریب میرایی گیلبرت با ضخامت به دست آمد. با توجه به اطلاعات بدست آمده، بررسی‌های مشابهی در موادی چون؛ ایتریوم- آهن- گارنت یا آلایژ $Mo_{1-x}W_xS_2$ انجام شده است. اگرچه در مورد دی سولفید تنگستن بررسی‌ها صورت نگرفته است. لازم به یادآوری است که مطالعاتی چون بررسی اثر جفت شدگی اسپین- مدار، بررسی پراکندگی ریمان مرتبه دوم و همچون آن در مورد دی سولفید تنگستن انجام شده است و همچنان ادامه دارد. امیدواریم کار حاضر بتواند راهنمای مناسبی برای توسعه مطالعات بیشتر در این زمینه باشد.

واژگان کلیدی: اثر هال وارون، پمپاژ اسپین، میرایی گیلبرت، امواج اسپین، دی سولفید تنگستن.

¹ DOI: 10.22051/ijap.2022.40141.1276

^۲ دانشجوی دکترا، مرکز تحقیقات پلاسما، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران، ایران. Email: farshidnooralishahi@yahoo.com

^۳ دانشیار، مرکز تحقیقات پلاسما، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران، ایران. (نویسنده مسئول)

Email: salem.mohammadkazem@yahoo.com

^۴ استاد، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد تهران مرکز، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران. Email: tanhaii@yahoo.com



۱. مقدمه

اثر اسپین سبیک^۱ که اولین بار در سال ۲۰۰۸ گزارش شد، فرآیندی مربوط به انتقال اندازه حرکت اسپین گرمایی است. فرآیندی که در آن اسپین گرمایی SSE را می توان به عنوان فرآیندی در نظر گرفت که با استفاده از شیب دمایی VT در یک ماده، جریان اسپین ایجاد می شود. این جریان همراه خود مگنون ها یا اسپین های قطبیده حمل می کند. الکترون ها و جریان اسپین از سطح مشترک با یک فلز معمولی (NM) عبور می کنند. این پدیده که به "اثر اسپین کوانتومی هال" معروف است را می توان از جنبه های متفاوت بررسی نمود [۱-۳]. اول این که می توان اسپین الکترون ها را با توجه به مگنون ها علامت گذاری کرد و از آن برای انتقال داده ها استفاده نمود. این مطلب پایه ای برای نوع جدیدی از حافظه های مصنوعی می باشد. انتظار می رود ظرفیت ذخیره سازی حافظه های اسپینی بسیار بالاتر از حافظه های معمولی که بر اساس اصل بقای بار الکترون ها کار می کنند، باشد [۳]. می توان با تنظیم شرایط محیطی مانند میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی و یا استفاده از الکترودهای مغناطیسی شرایطی را فراهم آورد که الکترون ها تنها با یکی از دو اسپین بالا یا پایین از قطعه عبور کرده و در عمل جریان اسپینی قطبیده خالصی ایجاد کنند. زمانی که از مولکول ها برای طراحی و ساخت این وسایل استفاده می شود، این شاخه از فناوری، اسپینترونیک مولکولی نامیده می شود. از این دانش می توان در شناسایی ویژگی های DNA استفاده نمود [۴]. برای بررسی اتصال های مختلف ماده فری مغناطیس با فلز غیرمغناطیسی، از مواد مختلفی استفاده شده است که از معروف ترین آن ها می توان ایتروم- آهن- گارنت $Y_3Fe_5O_{12}$ را نام برد. از عوامل مهم در این بررسی ها، مطالعه کمیت هایی چون کارایی تزریق اسپین به لایه ماده فری مغناطیسی، طول نفوذ امواج و میرایی امواج در مواد مختلف است. در سال ۲۰۰۹ گروهی از پژوهشگران توانستند مشاهده دقیق تری از پدیده "اثر اسپین کوانتومی هال" داشته باشند. این محققان برای اولین بار توانستند جریان اسپین الکترون ها در یک ماده را به طور مستقیم اندازه بگیرند. این گروه متوجه شدند که جریان های اسپینی نیاز به محرک خارجی ندارند و در نتیجه ساختار درونی خود ماده جاری می شوند. این جریان اسپین که می تواند حامل اطلاعات ماده باشد، حتی در حالت بی نظمی های بسیار کوچک نیز بدون اتلاف صورت می گیرد. این پژوهش می تواند راه را برای تولید رایانه های کوانتومی مقاوم در برابر اتلاف باز کرده و منبعی از جریان های اسپینی ایجاد کند. در سال ۲۰۱۰ برای اولین بار مشاهده شد که دو

¹ Spin Seebeck Effect (SSE)



جریان اسپینی بدون نیاز به دریافت انرژی خارجی در لبه یک آلیاژ بیسموت و آنتی موان در دو جهت مخالف هم و بدون اتلاف، جریان می‌یابند. دلیل این پدیده، برهمکنش‌های درونی ماده است. در بعضی از مواد می‌توان جریان اسپین را توسط جریان الکتریکی هدایت کرد، این مواد می‌توانند به عنوان منابع اسپین مورد استفاده قرار بگیرند. مقاومت مغناطیسی اسپین - هال^۱ و انتقال جریان اسپین خالص در سطح میانی یک ماده مغناطیسی و یک فلز سنگین^۲، پدیده‌ای است که به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است. این بررسی‌ها، شامل پدیده‌هایی چون اثر اسپین - هال (SHE) [۷-۵]، اثر وارون اسپین هال ISHE [۸-۱] و گشتاور نیروی اسپین [۱۱-۱۲] هستند. جریان اسپین یکی از موضوعات جالبی است که به تازگی مقالات زیادی درباره آن و کاربردهای آن نوشته شده است. برای مثال، امواج اسپین می‌توانند به عنوان حامل اطلاعات استفاده شوند یعنی می‌توانند اطلاعات را با یک جریان الکتریکی با اتلاف انرژی بسیار کم منتقل کنند. یک روش قدرتمند برای تشخیص مگنون‌ها، ترکیبی از پمپاژ اسپین و اثر وارون اسپین - هال است. اثر پمپاژ اسپین، تزریق جریان اسپین از یک لایه فرومغناطیسی (FM) به یک لایه فلزی غیرمغناطیسی (NM) متصل به آن است [۱۳]. این جریان اسپین، توسط اثر وارون اسپین - هال (ISHE) به جریان الکتریکی تبدیل می‌شود [۱۴]. بسیاری از جنبه‌های دینامیکی مغناطش در مجموعه دو لایه FM/NM با استفاده از پمپاژ اسپین و ISHE در مواد مختلف مورد بررسی قرار گرفته است [۱۵]. یکی از آن‌ها ترکیبی از پیوندهای دو لایه ^{19}Fe ^{81}Ni و Pt است [۱۶-۱۷].

ولتاژ ISHE ناشی از پمپاژ اسپین به مغناطش و ثابت میرایی [۱۸]، هندسه [۱۹] و ضخامت لایه‌ها [۲۰-۲۱] بستگی دارد. نارسانای دی سولفید تنگستن WS_2 ، به دلیل میرایی مغناطیسی کم و طول نفوذ موج اسپین بالا یکی از مواد مهم در این زمینه می‌باشد. تاکنون مطالعات زیادی بر روی این ماده انجام شده است و همچنان ادامه دارد. برای نمونه می‌توان به بررسی‌هایی چون اثر جفت‌شدگی اسپین - مدار [۲۲]، بررسی پراکندگی ریمان مرتبه دوم [۲۳] و هدایت نوری حالت‌های برانگیختگی در دی سولفید تنگستن [۲۴] اشاره نمود.

در این مقاله، تبدیل امواج اسپین به جریان الکتریکی را برای ضخامت‌های مختلف ساختار WS_2/Pt بررسی می‌شود و اثر پمپاژ اسپین و ضخامت لایه دی سولفید تنگستن (WS_2) را با استفاده از اثر وارون اسپین هال (ISHE) نشان داده می‌شود. با توجه به نتایج بدست آمده، با افزایش ضخامت لایه، ولتاژ V_{SHE} نیز افزایش یافت و سپس نتیجه با مدل نظری مقایسه شد. همچنین نشان

¹ Spin Hall magnetoresistance (SMR)

² Heavy Metal (HM)



داده شد که پارامتر میرایی مؤثر با کاهش ضخامت فیلم‌های WS افزایش یافته است. در ادامه، با توجه به کارایی تزریق اسپین در لایه WS که بر روی لایه NF^۱ قرار داده شده است، مشخص می‌شود که سطح تماس دو نمونه، دارای مقاومت الکتریکی بین $8 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ تا ۴۵ می‌باشند. نتایج را می‌توان با اندازه‌گیری جریان اسپین و کمیت‌های مربوط به حرکت تقدیمی اسپین تایید کرد. با توجه به اطلاعات بدست آمده، آزمایش انجام شده در کشور ما تازگی داشته و امید می‌رود که در برخی از موارد، پایه‌ای برای پژوهش در زمینه حافظه‌های بر اساس اسپین باشد. همچنین، به نظر می‌رسد که در سطح جهانی پژوهش بر روی مواد و ترکیب‌های متفاوت در حال اجرا است و مقاله‌های متفاوتی در این زمینه به ویژه درباره دو مجموعه ایتريوم گارنت-آیرون ($Y_3Fe_3O_{12}$, YIG^2) و دی سولفید تنگستن (WS_2) نوشته شده است.

این مقاله شامل چهار بخش می‌باشد که عبارتند از: (۱) مقدمه موضوع مقاله، (۲) مبانی نظری کار شامل تشدید مغناطیسی، میرایی، پمپاژ اسپین، وابستگی ضخامت فیلم WS به اثر پمپاژ اسپین و تأثیر برخی پارامترهای اندازه‌گیری بر ضخامت لایه‌ها، (۳) کارهای آزمایشگاهی و نتایج تجربی. همچنین این بخش شامل محاسبه طول نفوذ امواج اسپین به صورت نظری و تجربی و مقایسه آن‌ها است. در نهایت، (۴) خلاصه‌ای از نتایج بیان شده است.

۲. مبانی نظری کار

در اثر ایجاد یک شیب دمایی ∇T در یک ماده مغناطیسی، اثر اسپین سبیک^۳، یعنی جریانی از اسپین‌های قطبیده در آن ماده ایجاد می‌شود. هنگامی که این جریان اسپینی در یک ماده ایجاد می‌شود، از سطح مشترک، به یک فلز غیرمغناطیسی همسایه (NM) می‌رود. این جریان اسپین با استفاده از اثر وارون اسپین هال به جریان الکتریکی تبدیل می‌شود. این جریان اسپین تزریق شده، میدان الکتریکی E_{ISHE} ایجاد می‌کند. از آن جا که این میدان الکتریکی در حقیقت ناشی از شیب دمایی ∇T است، می‌توان برای آن ضریبی به نام ضریب اسپین-سبیک به صورت $S_{SSE} = E_{ISHE} / \nabla T$ تعریف کرد. میدان الکتریکی E_{ISHE} را نیز می‌توان از رابطه $V_{ISHE} = |E_{ISHE}|L$ به دست آورد، که در آن L طول نوار Pt است. ولتاژ V_{ISHE} که ناشی از پمپاژ اسپین می‌باشد به بردار مغناطش M، ثابت میرایی α و ضخامت لایه‌ها d_{layer} بستگی دارد. در حالت

¹ Ferromagnetic

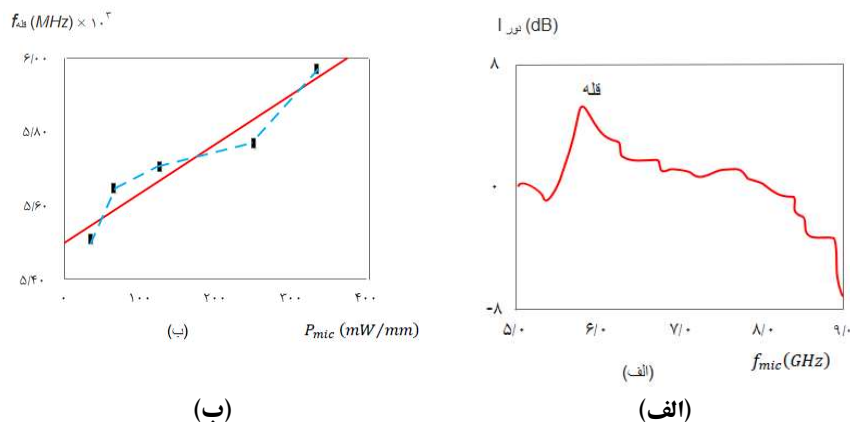
² Yttrium iron garnet

³ Spin Seebeck Effect (SSE)



تعدادل، مغناطش M یک ماده فرومغناطیسی، در امتداد میدان مغناطیسی بایاس H است. استفاده از یک میدان مغناطیسی متناوب \vec{H} عمود بر میدان خارجی H سبب می‌شود که گشتاورهای مغناطیسی نمونه، حول خطی عمود بر سطح فیلم، شروع به حرکت تقدیمی کنند. این میدان مغناطیسی متناوب \vec{H} می‌تواند ناشی از تابش پرتو لیزر باشد. این جریان الکترونی با اسپین قطبیده، به یک جریان الکتریکی قابل اندازه‌گیری تبدیل می‌شود که می‌توان آن را تشخیص داد، این پدیده را پمپاژ اسپین می‌نامند. از آن جا که WS یک نارسانا با شکاف نواری $2/0.5 \text{ eV} \sim$ است [۲۵]، تزریق مستقیم جریان الکترونی با اسپین قطبیده به لایه پلاتین امکان‌پذیر نیست. از این رو، پمپاژ اسپین به ساختار WS/Pt تنها با تبادل برهمکنش بین الکترون‌های رسانش در لایه پلاتین و الکترون‌های موضعی در فیلم WS انجام می‌شود. اثر گرمایی را می‌توان با استفاده از دستگاه میکروویو با توان پالس بالا و دوره کم کاهش داد. عامل دیگر در این آزمایش تشدید فرومغناطیسی است. از دیدگاه فیزیکی، یکی از مهم‌ترین عوامل میرایی، انتقال انرژی با استفاده از حرکت تقدیمی از سامانه اسپین به ارتعاشات شبکه می‌باشد. این انتقال انرژی می‌تواند به صورت مستقیم یا با استفاده از امواج اسپین روی دهد. به صورت تجربی، پارامترهای میرایی در مواد مغناطیسی که در دستگاه‌های میکروویو استفاده می‌شوند، بیشتر از اندازه‌گیری در تشدید فرومغناطیسی مشخص می‌شوند. در این اندازه‌گیری، نمونه‌ای کوچک در محفظه میکروویو قرار داده شده، سپس میدان را تغییر می‌دهند تا شرایط تشدید ایجاد گردد. در این شرایط، یک توان سنج که توان میکروویو را اندازه‌گیری کند، قله جذب را نشان می‌دهد. عرض این قله متناسب با پارامتر میرایی α است.

در شکل (۱-الف) نمودار شدت نور تابشی بر حسب بسامد امواج میکروویو نشان داده شده است. قله در نمودار، بسامد تشدید را نشان می‌دهد. با تغییر بسامد می‌توان محل قله جذب یعنی بسامد تشدید را به دست آورد. در حقیقت، با تغییر شدت تابشی و تغییر در عواملی چون مغناطش اشباع، برهمکنش موج اسپین با بسامد پرتوی نوری تغییر می‌کند. بسامد پرتو نوری با استفاده از یک منبع نوری قابل تنظیم، هدایت می‌شود. همان طور که دیده می‌شود یک قله تشدید در بسامد GHZ $5/85$ وجود دارد. در شکل (۱-ب)، تأثیر تغییر بسامد تشدید بر توان موج میکروویو که با استفاده از دستگاه اندازه‌گیری می‌شود، نشان داده شده است (نمودارها با نرم افزار "گرافر" Grapher رسم شده‌اند).



شکل ۱ (الف) نمودار شدت نور امواج تابشی بر حسب بسامد امواج میکروویو نشان داده شده است. قله در نمودار، بسامد تشدید را نشان می‌دهد. (ب) نمودار بسامد قله تشدید f_{peak} بر حسب توان منبع میکروویو. این توان با استفاده از دستگاه توان‌سنج، اندازه‌گیری می‌شود.

پمپاژ اسپین به لایه پلاتین، به بزرگی اندازه حرکت زاویه‌ای اسپین بستگی دارد و انرژی را از فیلم WS به لایه پلاتین منتقل می‌کند. این انتقال، اندازه مغناطش در WS را کاهش داده و در نتیجه، تضعیف گیلبرت را در حرکت تقدیمی بردار مغناطش افزایش می‌دهد. از دیدگاه فیزیکی، مهم‌ترین عامل میرایی ناشی از انتقال انرژی از سامانه حرکت تقدیمی اسپین‌ها به ارتعاشات شبکه است. برای وارد کردن مقدار انرژی تلف شده در معادله گشتاور، مدل‌های گوناگونی وجود دارد. یکی از معروف‌ترین این مدل‌ها، مدل لاندائو-لیفشیتز به صورت زیر است [۲۶-۲۸]:

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \mu_0 (M \times H_{eff}) + \frac{A\gamma_0}{M_S} M \times (M \times H_{eff}) \quad (1)$$

که در آن، $H_{eff} = H + H_{ex} + H_k$ میدان مغناطیسی مؤثر است که شامل میدان ماکسولی، میدان تبدلی و میدان ناشی از ناهمسان گردی ماده است، بردار A برای یک فرومغناطیس ساده، مقداری ثابت است ($H = AM$) و به مشخصات آن ماده بستگی دارد و $\gamma = g\mu_B/\hbar$ نسبت ژيرومغناطیسی است. در حقیقت، مدل گیلبرت تصحیح شده مدل لاندائو-لیفشیتز و به صورت زیر است [۲۹]:

$$\frac{dM}{dt} = \gamma \mu_0 (M \times H_{eff}) + \frac{\alpha}{M_S} M \times \left(M \times \frac{dM}{dt} \right) \quad (2)$$



اگر α و λ کوچک باشند، هر دو مدل معادل هم هستند. در هر صورت، مدل میرایی گیلبرت از دیدگاه ریاضی بسیار ساده‌تر از دیگر مدل‌ها است. در مدل گیلبرت، مقدار انتقال انرژی، مستقل از ضخامت لایه فرومغناطیسی است. با کاهش ضخامت فیلم، اثر پمپاژ اسپین افزایش می‌یابد [۳۴-۳۰]. ضریب میرایی را می‌توان از دیدگاه نظری با رابطه زیر به دست آورد،

$$\alpha \equiv \frac{4|\gamma|\sigma_{eff}}{\omega_r M_S d_{WS}} \quad (۳)$$

که $\gamma = g\mu_B/\hbar$ نسبت ژیرومغناطیسی، H_r میدان تشدید فرومغناطیسی، σ_{eff} رسانایی ویژه مؤثر و M_S مغناطش اشباع است. در تشدید فرومغناطیسی^۱، بسامد زاویه‌ای تقدیمی ω_r برابر با $\omega_r = \mu_0\gamma[H_r(H_r + M_S)]^{1/2}$ می‌باشد. حرکت تقدیمی بردار مغناطش در لایه FM، یک جریان اسپین در صفحه میانی NM/FM ایجاد می‌کند. این جریان، به لایه NM همسایه منتقل می‌شود. این لایه به عنوان مخزن برای این جریان عمل و آن را در فاصله‌ای به نام "طول نفوذ" جمع‌آوری کرده و سبب افزایش پارامتر میرایی می‌شود. چگالی جریان کل اسپین j_S شامل چگالی جریان j_S^0 ، چگالی جریان j_S^{pump} ناشی از اسپین‌های پمپ شده از FM و چگالی جریان j_S^{back} برگشتی از لایه FM است. در نتیجه:

$$j_S = j_S^0 + j_S^{pump} + j_S^{back} \quad (۴)$$

زمانی که سامانه در حالت تشدید است، جریان الکترون با اسپین قطبیده از یک ماده مغناطیسی (WS) به یک فلز غیرمغناطیسی مانند Pt تزریق می‌شود. فرض کنید در پمپاژ اسپین، مولفه dc چگالی جریان اسپین j_S در جهت y به لایه Pt تزریق شود، می‌توان این چگالی جریان اسپین را به صورت زیر نوشت [۳۵]:

$$J_S(y) = \frac{\sinh(\varphi - \varphi_0)}{\sinh(\varphi)} J_S^0 \quad (۵)$$

که $\varphi_0 \equiv \frac{y}{d_{pen}}$ ، $\varphi \equiv \frac{dp_t}{d_{pen}}$ طول نفوذ اسپین در لایه Pt و $M(t)$ بردار مغناطش است. اسپین‌هایی که پمپ می‌شوند می‌توانند در لایه میانی جمع شوند یا از راه پاشندگی موج اسپینی حرکت کنند و سبب انتقال اندازه حرکت زاویه‌ای از لایه FM به NM شوند. لایه NM همیشه نمی‌تواند به عنوان یک مخزن دریافت اسپین کامل عمل کند، چرا که اثر انباشته شدن اسپین سبب جریان برگشتی j_S^{back} می‌شود. این بازگشت اسپین به لایه FM به طول نفوذ اسپین در لایه NM بستگی دارد. از سوی دیگر، سرعت جریان اندازه حرکت زاویه‌ای اسپین در سطح میانی NM/FM با مشخص نمودن رسانش اسپینی آن مشخص می‌شود [۳۶-۳۷]. میرایی غیرموضعی

^۱ Ferromagnetic resonance (FM)

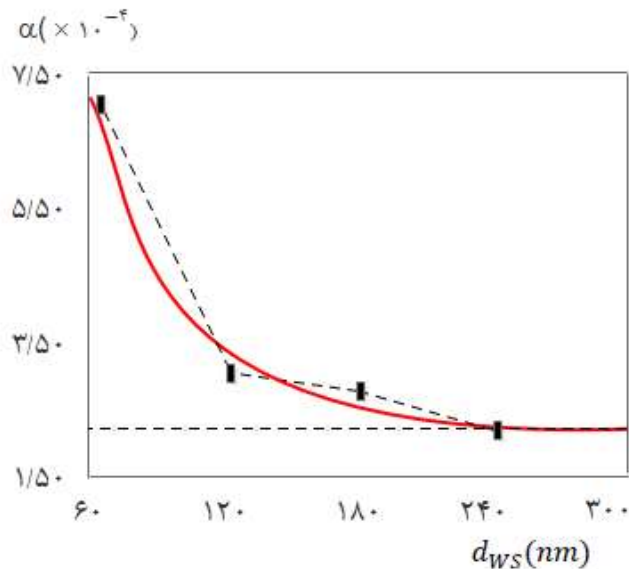
در لایه میانی NM/FM به صورت کامل به رسانش اسپین بستگی دارد. سرچشمه این میرایی دو عامل (۱) رسانایی مؤثر (σ_{eff}) مربوط به وارون جریان اسپین و (۲) بزرگی اندازه حرکت زاویه‌ای اسپین‌های برگشتی است. همچنین کمیت σ رسانش الکتریکی در لایه میانی بین NM و FM را نشان می‌دهد.

همان طور که پیش از این بیان شد، پارامتر میرایی، هنگامی که یک لایه پلاتین بر روی فیلم WS قرار می‌گیرد، افزایش می‌یابد. این افزایش به عنوان تابعی از ضخامت فیلم WS در شکل ۲ نشان داده شده است. همان طور که در شکل (۲) دیده می‌شود، با افزایش ضخامت لایه، ضریب میرایی گیلبرت کاهش می‌یابد و به یک مقدار مجانبی برای ضخامت‌های زیاد می‌رسد. این رفتار با توجه به معادله (۳)، از دیدگاه نظری نیز انتظار می‌رود. در حقیقت براساس معادله (۳)، ضریب میرایی α با رسانش ویژه ماده متناسب و با مغناطش اشباع و ضخامت لایه WS نسبت وارون دارد. از آن جا که فیلم پلاتین به صورت همزمان روی تمام نمونه‌های WS رشد می‌کند، رسانش جریان اسپین σ برای تمام نمونه‌ها ثابت در نظر گرفته می‌شود. معمولاً ضخامت لایه NM بسیار بیشتر از طول نفوذ اسپین انتخاب می‌شود تا از جریان برگشتی جلوگیری شود [۳۸]. لایه پلاتین به عنوان آشکار ساز جریان اسپینی عمل می‌کند و جریان الکترونی با اسپین قطبیده تزریق شده (به دلیل اثر پمپاژ اسپین) را به جریان الکتریکی I_{SHE} تبدیل می‌کند [۳۹].

$$J_C = \frac{2e}{\hbar} (J_S \times \sigma) \theta_{ISHE} \quad (6)$$

که در آن، θ_{ISHE} نشان دهنده زاویه بین جریان اسپین - هال و σ بردار قطبش اسپین - الکترون است. احتمال عبور اسپین از لایه میانی NM/FM را می‌توان از جریان برگشتی اسپین مربوط به σ_{eff} مشخص نمود. بنابراین، کاهش احتمال عبور اسپین را می‌توان با بی‌نظمی‌ها و اختلال‌های لایه میانی شرح داد [۴۰-۴۳].





شکل ۲ نمودار ضریب میرایی گیلبرت α بر حسب ضخامت لایه WS.

۳. روش کار

معمولاً ایجاد یک لایه WS در دو یا چند مرحله انجام می‌شود. نمونه‌ها بین دو قطعه مکعب مستطیل شکل نیتريت بور (c.BN) قرار می‌گیرند تا شار گرمایی به صورت یکنواخت از آن‌ها عبور کند. گاهی، ورقه‌های نازک نیتريد بور جدا شده و روی پایه SiO_2 با ضخامت $d_{SiO_2} \sim 180 \text{ nm}$ قرار می‌گیرند [۴۴-۴۷]. نمونه‌های تک بلور WS با ضخامت‌های ۶۰، ۱۲۰، ۱۸۰ و ۲۵۰ نانومتر با استفاده از روش رسوب لیزر پالسی^۱ تهیه شد. ضخامت‌ها با توجه به توانایی ابزار برای اندازه‌گیری ISHE و V_{ISHE} (به نمودارهای الف و ب در شکل ۵ مراجعه شود) و برای رسیدن به مغناطش اشباع (به نمودار شکل ۷ مراجعه شود) در نظر گرفته شده است. ضخامت لایه پلاتین نیز به دلیل رسوب همزمان، برای همه نمونه‌ها ۱۰/۸ نانومتر بود. روش رسوب لیزر پالسی دارای مزایایی به این صورت است:

- ستون پلاسمایی بسیار باریک و در جهت مستقیم بوده و کمابیش هیچ پراکندگی با گاز پس زمینه روی نمی‌دهد.
- امکان هدایت رسوب گذاری نسبت به دیگر روش‌ها بیشتر است.

^۱ Pulsed Laser Deposition (PLD)

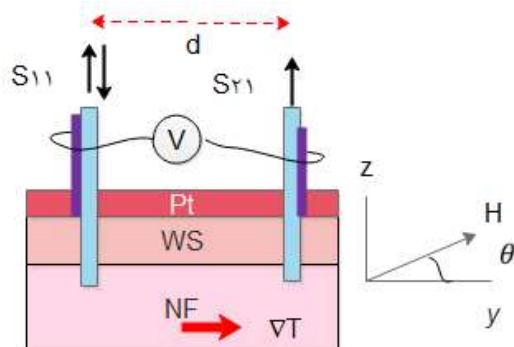
- در طول تابش پالس لیزر (در حدود ۱۰ تا ۴۰ میکرو ثانیه)، سطح زیر لایه اشباع می‌گردد. اشباع شدن سطح، سبب چگالی بالای هسته بندی نسبت به روش "پاشش" شده که در نتیجه منجر به همواری لایه نشانده شده می‌گردد.
- امکان شبیه‌سازی اطلاعات زمان تابش با یک مدل موج ضربه‌ای وجود دارد، هرچند این کار با مدل‌های دیگر نیز امکان‌پذیر می‌باشد.
- نرخ لایه‌نشانی بالایی (معمولا ۱۰۰ آنگستروم در دقیقه) دارد. همچنین می‌توان تنها با روشن و خاموش کردن لیزر ضخامت لایه نازک ایجاد شده را هدایت نمود.
- با توجه به این که از یک لیزر به عنوان منبع انرژی خارجی استفاده می‌شود، فرآیند رسوب‌گذاری بسیار تمیز و بدون فیلامان گرمایی می‌شود.

اتصالات با استفاده از لیتوگرافی پرتو الکترونی پوشش داده شده‌اند. الکترودها در فشارهای پایین تر از 10^{-7} mbar تبخیر می‌شوند و با تبخیر آن‌ها یک لایه پوشش آلومینیومی به ضخامت ۹۵ نانومتر تشکیل می‌گردد. دمای بستر در ۷۱۰ درجه سانتی‌گراد با فشار اکسیژن 0.055 Torr نگه داشته شده است. برای به دست آوردن کیفیت بلوری خوب، مجموعه پس از رسوب‌گذاری، ۳۰ دقیقه در محیط اکسیژن خالص در فشار 300 Torr قرار داده شد. سپس نمونه‌ها با سرعت ۱۰ درجه سانتی‌گراد در دقیقه تا دمای اتاق خنک شدند. با استفاده از روش پاشش مغناطیسی، یک لایه پلاتین به ضخامت $10/8$ نانومتر بر روی فیلم‌های WS در دمای اتاق رسوب‌گذاری شد. کیفیت بلوری فیلم‌های WS، ریخت‌شناسی سطح فیلم‌ها و ویژگی‌های مغناطیسی فیلم‌ها با استفاده از پراش پرتو ایکس^۱ بررسی و اندازه‌گیری می‌شوند.

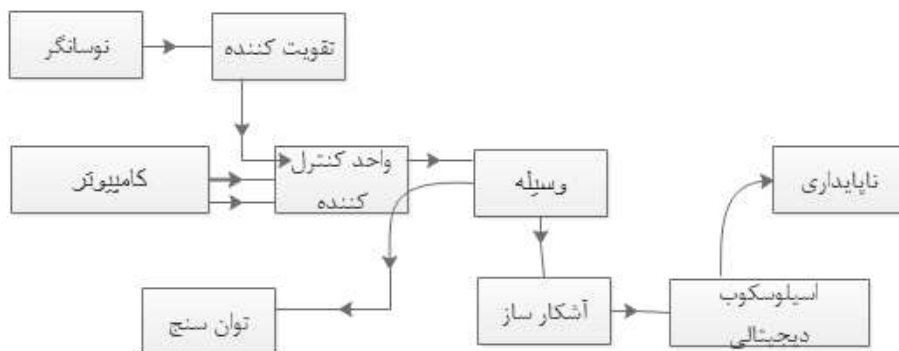
در شکل‌های ۳ و ۴، به ترتیب، طرحی از لایه‌های مختلف و طرحی از مجموعه ابزارهای اندازه‌گیری نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل ۴ نشان داده شده است، سیگنال‌های یک تقویت‌کننده سیگنال dc، که بسامدهای متغیر تولید می‌کند، پس از عبور از یک تقویت‌کننده بر روی فیلم می‌تابد. یک وات متر، دامنه موج عبوری از فیلم را اندازه‌گیری می‌کند. موج پس از عبور از فیلم، به یک آشکارساز رسیده و وارد اسیلوسکوپ می‌شود و می‌توان ویژگی‌های موج عبوری را تعیین کرد. این مجموعه برای امواج با دامنه‌ای بزرگ‌تر از دامنه بحرانی، ناپایدار و برای دامنه‌های کوچک‌تر از دامنه بحرانی، پایدار است. هنگام راه‌اندازی دستگاه‌های آزمایشی، می‌توان مجموعه را در شرایط بحرانی تنظیم نمود.

^۱ X-Ray diffraction (XRD)





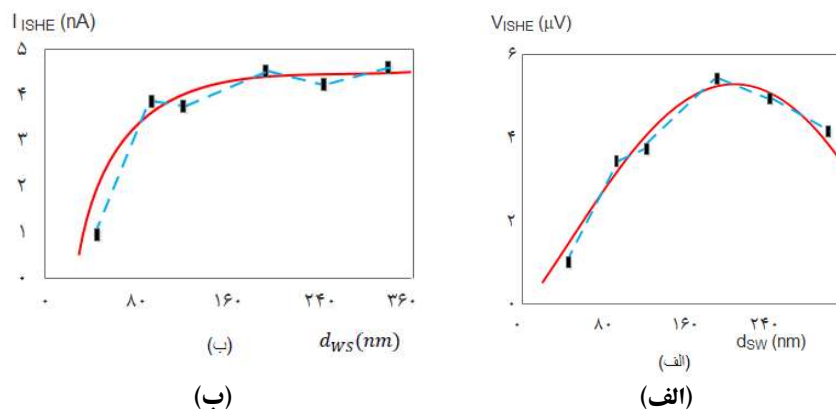
شکل ۳ طرح لایه‌های متفاوت و جهت شیب دمایی ∇T و میدان مغناطیسی بایاس H . S_{11} و S_{21} امواج اسپین هستند که به ترتیب از لایه WS به لایه پلاتین رفته و بازتابش می‌شوند.



شکل ۴ مجموعه دستگاه‌های آزمایشگاهی که برای اندازه‌گیری نفوذ اسپین در $Pt/WS/NF$ مورد استفاده قرار می‌گیرند. کمتر از ۱۰٪ توان ورودی p_{in} بازتابیده می‌شود که با استفاده از یک توان‌سنج اندازه‌گیری می‌گردد.

شکل ۵ وابستگی ولتاژ و جریان ISHE را برحسب ضخامت فیلم d_{WS} نشان می‌دهد. روشن است که بیشینه ولتاژ V_{ISHE} در میدان تشدید H_{FMR} و پهنای خط FMR با ضخامت فیلم d_{WS} تغییر می‌کنند. هر چه ضخامت نمونه کمتر باشد، ولتاژ V_{ISHE} کوچک‌تر است. همچنین، با کاهش ضخامت فیلم d_{WS} ، عرض خط FMR افزایش می‌یابد. با توجه به شکل (۵-الف)، ولتاژ V_{ISHE} با افزایش ضخامت فیلم SW افزایش یافته و در حدود ضخامت ۲۰۰ نانومتر به اشباع می‌رسد (در توان مایکروویو $P = 1$ میلی‌وات). در شکل (۵-ب) نمودار جریان I_{ISHE} برحسب ضخامت لایه‌ها d_{WS} نشان داده شده است. جریان I_{ISHE} تولید شده با افزایش ضخامت لایه‌ها d_{WS}

افزایش می‌یابد و در ضخامت‌های نزدیک به ۲۰۰ نانومتر به اشباع می‌رسد. طول نفوذ اسپین در لایه پلاتین حدود $25 \mu\text{m}$ و پارامتر میرایی میانگین آن $\alpha = 3/95 \times 10^{-4}$ است. در نتیجه، زاویه اسپین-هال $\theta_{ISHE} = 0.015 \pm 0.001$ به دست آمد. سپس از شیب دمایی $V_z T$ به مدت ۶۰ دقیقه استفاده شد. در این مدت، میدان مغناطیسی به صورت پیاپی بین دو قطب از $H_x = \tilde{H}$ تا $H_x = -\tilde{H}$ تغییر می‌کند. با استفاده از یک نانو ولت متر، ولتاژ عرضی V_y اندازه‌گیری می‌شود. برای میدان‌های کوچک، مقدار \tilde{H} بین $650 \text{ Oe} \pm$ در آهنگ 20 Oe/s و برای میدان‌های قوی، بین $65 \text{ kOe} \pm$ در آهنگ 450 Oe/s تغییر می‌کند. همچنین، اختلاف دمایی ΔT_z با استفاده از دو دماسنج با استفاده از سیم‌های گرمایش الکتریکی یکسان به دست می‌آید.

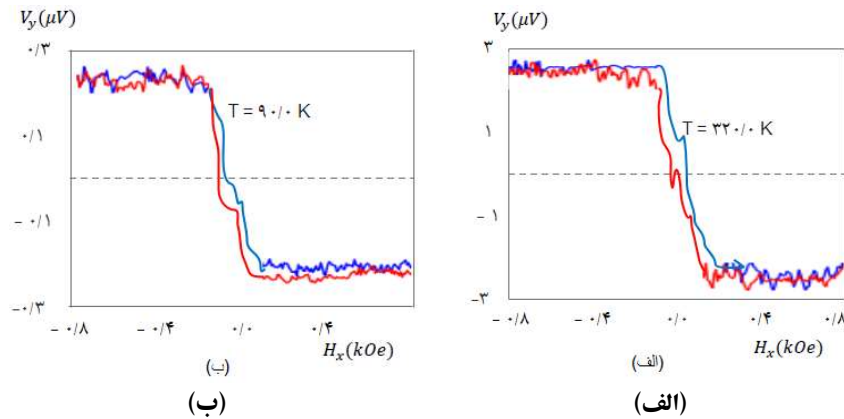


شکل ۵ (الف) نمودار ولتاژ V_{ISHE} بر حسب ضخامت فیلم d_{WS} در میدان تشدید تنه‌پد H و (ب) نمودار جریان I_{ISHE} بر حسب ضخامت فیلم d_{WS} در همان شرایط. پارامترها در نمودارها عبارتند از: $\rho_{mic} = 1/22 \text{ mW}$ ، $\sigma = (7/12 \pm 0/45) \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ و $\theta = 0.015 \pm 0.001$.

نمودار ولتاژ عرضی V_y به عنوان تابعی از میدان اعمال شده H_x برای هر دو نمونه در شکل (۶) نشان داده شده است. تغییر ΔV_y بر حسب ΔT_z برای همه نمونه‌ها خطی است و از رابطه $\Delta V_y = \frac{2ds_z}{L_z} \Delta T_z$ به دست می‌آید که d فاصله بین دو اتصال برای اندازه‌گیری V_y (شکل ۳)، و $L_z \equiv d_{layers}$ ضخامت لایه‌ها است. لایه پلاتین با



استفاده از لیتوگرافی نوری و زدایش^۱ یونی انجام شد. برای جدا کردن نوارهای پلاتین از آنتن، یک قطعه مربع شکل از فوتورزیست به ضخامت ۳۰۰ نانومتر در بالای آن قرار گرفت. نمونه ۶۰ نانومتری دارای بالاترین تضعیف $\alpha = (7/35 \pm 0/5) \times 10^{-4}$ است. با افزایش ضخامت لایه، α به مقدار حدی $\alpha \approx (1/85 \pm 0/5) \times 10^{-4}$ میل می‌کند. این رفتار ممکن است به دو دلیل باشد (۱) ممکن است کیفیت لایه‌های نازک‌تر WS به دلیل فرآیند تولید با استفاده از PLD، پایین‌تر باشد (۲) به دلیل ضخامت کم، بخشی از موج به لایه بعدی رسیده و بازتابیده می‌شود.



شکل ۶ اندازه‌گیری LSSE در یک میدان مغناطیسی ضعیف. (الف) نمودار ولتاژ V_y برحسب میدان مغناطیسی $H_x = \vec{H}$ در دمای ثابت ۳۱۰ K (ب) نمودار V_y برحسب میدان مغناطیسی H_x در دمای ثابت ۱۱۰ K. هر دو نمودار مربوط به $d_{WS} = 120 \text{ nm}$ هستند.

برای محاسبه طول نفوذ جریان اسپین در لایه Pt، باید M_{eff} و σ را به عنوان پارامترهای برازش مشخص کرد. در این آزمایش، مغناطش مؤثر $M_{eff} \sim 210 \pm 1/5 \text{ kA/m}$ و ضریب لاندائو $2/25 = g$ است. مقایسه بین M_{eff} در اندازه‌گیری دینامیکی و M_S در مغناطش‌سنجی نمونه^۲ تطابق خوبی را نشان می‌دهد. یکی از عوامل مهم در مغناطش اشباع، رابطه آن با ضخامت لایه d_{WS} است. همان‌طور که در شکل ۷ نشان داده شده است، با افزایش ضخامت d_{WS} ، مغناطش اشباع هم افزایش

^۱ Etching

^۲ Vibration of Sample Magnetization (VSM)

می‌یابد. برای یک میدان مغناطیسی مشخص، بعد از ضخامت ویژه‌ای به دلایلی چون محدودیت قدرت نفوذ میدان در ماده، دیگر مغناطش اشباع با افزایش ضخامت تغییر نمی‌کند. برای WS ، این ضخامت حدود $d_{WS} = 100 \text{ nm}$ اندازه‌گیری شد و تغییر نمی‌کند.

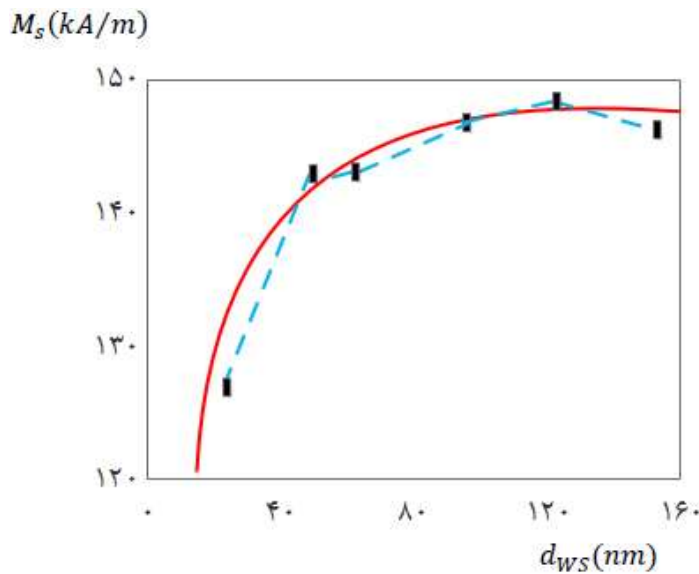
مجموعه در یک میدان مغناطیسی قوی قرار داده شد تا مغناطش را در حالت اشباع بماند، در این صورت میرایی ذاتی گیلبرت (α) برای لایه WS با ضخامت 120 نانومتر برابر $4 \times 10^{-4} \pm 0.5$ (۳/۴۲) شد. به دلیل پمپاژ اسپین در این سازه‌های غیریکنواخت، مدولاسیون میرایی در لایه FM بیش از ۴۰ درصد است. وابستگی نمایی a_{eff} به ضخامت لایه پلاتین برای $d \rightarrow \infty$ ، مقدار مجانبی $a_{asm} = (1/85 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ را نشان می‌دهد. بنابراین با استفاده از معادله (۳) و برازش داده‌ها برای محاسبه رسانایی مؤثر اسپین σ ، مقدار رسانایی اسپین را $1810 \text{ m}^{-2} \times 0.45$ (± 0.45) و $\sigma = (7/12 \pm 0.45)$ و طول نفوذ اسپین (d_{pen}) در پلاتین 2 ± 25 میکرومتر به دست آمد که نزدیک به مقدار منبع‌های [۴۸-۴۹] است. در این جا، لایه پلاتین به عنوان یک مخزن جمع‌آوری اسپین عمل می‌کند. احتمال انتقال اسپین از سطح میانی NM/FM را می‌توان با استفاده از شار برگشتی اسپین و پارامتر σ مشخص نمود. همچنین مقدار σ با تغییر ضخامت لایه FM برای WS/pt در محدوده $60 \leq d_{sw} \leq 250 \text{ nm}$ و در میدان $H = 1955 \text{ Oe}$ اندازه‌گیری شد. مشاهده شد که مقدار میرایی مؤثر a_{eff} برای تثبیت لایه NM در $d_{pt} = 10/8 \text{ nm}$ و $d_{WS} \leq 120 \text{ nm}$ به صورت خطی با ضخامت لایه فرومغناطیسی در $H = 1955 \text{ Oe}$ تغییر می‌کند و برای $d_{WS} > 120 \text{ nm}$ ، به اشباع می‌رسد. پس از برازش داده‌ها، رسانایی مؤثر اسپین برای لایه میانی WS/pt برابر $10/18 \text{ m}^{-2} \times (7/2 \pm 0.45)$ به دست آمد، که مقدار آن با ضخامت لایه Pt تغییر می‌کند. پس از مشخص نمودن مقاومت این ساختارهای ناهمگن و σ_{eff} تجربی، می‌توان مقدار T شفافیت اسپین سطح میانی را به دست آورد [۵۰]،

$$T = \frac{\sigma_{eff} \tanh^2(d_{pt}/2d_{pen})}{\sigma_{eff} \cot(d_{pt}/2d_{pen})} \quad (7)$$

در این آزمایش، مقدار T برابر $0/40 \pm 0/08$ به دست آمد. در این ساختارهای ناهمگن، مقداری از اندازه حرکت زاویه‌ای اسپین از دست می‌رود. برای مثال، مقداری از اندازه حرکت زاویه‌ای اسپین که با استفاده از جریان اسپین حمل می‌شود به NM منتقل نمی‌گردد، بلکه از راه برهمکنش اسپین-مدار در سطح میانی به شبکه بلوری لایه منتقل می‌شود [۵۱-۵۲]. این امر سبب می‌شود که قطبش اسپین در ناحیه میانی از بین برود.



عوامل متفاوتی ممکن است بر انتقال خالص جریان اسپین به لایه NM تأثیر بگذارند. برای درک سهم هر یک از این عوامل، افزون بر اثر پمپاژ اسپین، می‌توان از یک لایه جداکننده مس یا آلومینیوم یا مواد مشابه با ضخامت‌های متفاوت بین لایه‌های Pt و WS استفاده کرد. آلومینیوم دارای پارامترهای جفت‌شدگی و پاشندگی اسپین-مدار کوچک است و طول نفوذ اسپین بسیار بالایی را نشان می‌دهد [۵۰-۵۴]. از این رو، یک لایه نازک آلومینیومی یا مسی، در پمپاژ اسپین FM تأثیری نمی‌گذارد، اگرچه می‌تواند سایر آثار سطحی میانی را کاهش داده یا حذف کند. در نتیجه، حتی اگر سایر آثار سطحی میانی در نمونه‌ها وجود داشته باشد، قرار دادن یک لایه آلومینیومی با ضخامت مناسب می‌تواند به صورت قابل توجهی میرایی را کاهش دهد.



شکل ۷ نمودار مغناطش اشباع بر حسب ضخامت فیلم d_{ws} .

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، بستگی اثر پمپاژ اسپین به ضخامت WS با استفاده از اثر وارون اسپین هال (ISHE) و مدولاسیون میرایی گیلبرت بررسی شد. برای فاز پایدار Pt در محدوده ضخامت $20 \text{ nm} \leq d_{pt} \leq 10$ ، طول نفوذ اسپین و مقدار σ_{int} رسانش اسپین به ترتیب برابر با $25 \pm 2 \text{ } \mu\text{m}$ و m^{-2} $10^{18} \times (7/12 \pm 0/45)$ به دست آمد. با در نظر گرفتن ضریب جریان برگشتی در مدل نظری، رسانش مؤثر اسپین در سطح میانی WS/Pt نیز $\sigma_{eff} = (7/12 \pm 0/45) \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ تعیین شد. نشان داده شد که هرچه ضخامت نمونه کوچک‌تر باشد، پاشندگی غیرخطی اثر کمتری روی

موج اسپین می‌گذارد. از این رو، نمونه‌هایی با ضخامت کمتر (۶۰ نانومتر)، انحراف کمتری از رفتار خطی ولتاژ ISHE داشته و کاهش شدید پارامتر میرایی را در توان‌های تحریک بالا نشان می‌دهند. همچنین نشان داده شد که کارایی پمپاژ اسپینی حتی برای نمونه‌های ضخیم (۲۵۰ نانومتر) پایین است. نشان داده شد که تزریق اسپین از راه سد تونل bl-hBN به NF، کارآمدی بیشتری را در مقایسه با سد تونل‌هایی چون TiO_x دارد. سد تونل bl-hBN، ناحیه‌ای با مقاومتی بین ۵ تا ۳۰ کیلو اهم بر مترمربع ایجاد می‌کند و در آن قطبش تزریق اسپین از راه جریان بایاس dc اعمال شده قابل تنظیم است. در مجموع نتایج به دست آمده، ویژگی‌های منحصر به فرد سد bl-hBN را برای تزریق اسپین به S NF تایید کرده و بر اهمیت این نوع مانع تونل برای کاربردهای آینده در اسپینترونیک NF تاکید می‌کند. در زمان تهیه نمونه‌های WS و بررسی آثار دماهای مختلف بر ویژگی‌های ساختاری و مغناطیسی این نمونه‌ها مشاهده شد که در دمای پخت بالاتر از ۱۴۰۰ درجه سانتی‌گراد، نمونه‌های WS حدود ۱۰٪ تک فاز هستند. در حالی که در دمای پخت پایین‌تر از ۱۲۰۰ درجه سانتی‌گراد، مخلوط فازهای WS در نمونه‌ها دیده شد و ویژگی‌های سوئیچینگ متفاوتی را در حلقه پسماند، در مقایسه با نمونه‌های دمای بالا نشان می‌دهند. این مطلب می‌تواند به صورت جداگانه برای پژوهش‌های آتی در مورد رفتار نمونه‌های تهیه شده با استفاده از فرآیندهای حالت جامد، مورد بررسی دقیق‌تر قرار گیرد.

منابع

- [1] Puebla J., I Kim J., Kondou K., Otani Y., Spintronic devices for energy-efficient data storage and energy harvesting, *Communications Materials*, **12**, 24, 2020.
- [2] Belkhir L., Elmeligi A., Assessing ICT global emissions footprint: trends to 2040 and recommendations. *J. Clean. Prod.* **177**, 448–463, 2018.
- [3] Bhatti S., Sbiaa R., Hirohata A., Ohno H., Spintronics based random access memory: a review. *Mater. Today*, **20**, 530–548, 2017.
- [4] Fathizadeh S., Ziaei J., Akhshani A., Dynamics of Charge Transfer in DNA Wires: A Proton-Coupled Approach, *Journal of the Physical Society of Japan*, **86(12)**, 124006, 2017.
- [5] Hankiewicz E. M., Li J., Jungwirth T., Niu Q., Shen S. Q., and Sinova J., Inverse spin Hall effect in ferromagnetic metal with Rashba spin-orbit coupling, *Phys. Rev. B.*, **72**, 155305, 2012.
- [6] Valenzuela S. O. and Tinkham M., Direct electronic measurement of the spin Hall effect, *Nature*, **442**, 176, 2006.
- [7] Zhang J. J., Liang F., and Wang J., Inverse spin Hall effect in ferromagnetic metal with Rashba spin-orbit coupling, *Eur. Phys. J. B*, **72**, 105, 2009.
- [8] Yu R., Miao B. F., L. Sun L., Liu Q., Du J., Omelchenko P., Heinrich B., Wu M., H. F., Determination of spin Hall angle and spin diffusion length in β -phase-dominated tantalum, *Phys. Rev. Mater.*, **2**, 074406, 2018.



- [9] Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Takahashi G., and Maekawa S., Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin- Hall effect, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 182509, 2006.
- [10] Ando K. and Saitoh E. J., Inverse Spin-Hall effect in palladium at room temperature, *Appl. Phys.*, **108**, 113925, 2010.
- [11] Volmer F., Drogeler M., Guntherodt G., Stampfer C., Beschoten B., Spin and charge transport in graphene-based spin transport devices with Co/MgO spin injection and spin detection electrodes., *Synth. Metals*, **210**, 42–55, 2015.
- [12] Serrano I.G., Panda J., Denoel F., Vallin O., Phuyal D., Karis O., Kamalakar M.V., Two-dimensional flexible high diffusive spin circuits, *Nano Lett.*, **19(2)**, 666–673, 2019.
- [13] Dankert A., Dash S.P., Electrical gate control of spin current in van der Waals heterostructures at room temperature, *Nat. Commun.*, **8**, 16093, 2017.
- [14] Singh S., Katoch J., Xu J.S., Tan C., Zhu T.C., Amamou W., Nanosecond spin relaxation times in single layer graphene spin valves with hexagonal boron nitride tunnel barriers, J. Hone, R. Kawakami, *Appl. Phys. Lett.*, **109(12)**, 122411, 2016.
- [15] Ane C. L., & Mele E. J., Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect, *Physical Review Letters*, **95**, 146802, 2005.
- [16] Xu L., Yang M., Shen L., Zhou J., Zhu T., Feng Y.P., Large valley splitting in monolayer WS₂ by proximity coupling to an insulating antiferromagnetic substrate, *Phys. Rev. B*, **97(4)**, 041405, 2018.
- [17] Harats M. G., Qiao J. N., Kirchhof M., Greben K., Bolotin K. I., Dynamics and Efficient Conversion of Excitons to Tritons in Non-Uniformly Strained Monolayer WS₂, *Nature Photonics*, **14(5)**, 324–329, 2020.
- [18] Shao Q., Liu Y., Yu G., Kim S.K., Che X., Tang C., He Q.L., Tserkovnyak Y., Shi J., and Wang K.L., Magnetization switching induced by the magnetic field and electric current in perpendicular TbIG/Pt bilayers, *Nat. Electron*, **2**, 182, 2019.
- [19] Gilbert M. J., Topological electronics, *Communications Physics*, **4**, 70, 2021.
- [20] Shalabney A., George J., Pupillo J., Hutchison G., Genet C., Ebbesen T. W., Coherent coupling of molecular resonators with a micro-cavity mode, *Nat. Commun.*, **6**, 5981.41, 2015.
- [21] Puretzky A. A., Lin Y. C., Liu C., Strasser A. M., Yu Y., Canulescu S., Rouleau C. M., Xiao K., Duscher G., Geohegan D. B., In Situ Laser Reflectivity to Monitor and Control the Nucleation and Growth of Atomically thin 2D Materials, *2D MATERIALS*, **7 (2)**, 2020.
- [22] Wang, Z., Ki, D. K., Chen, H., Berger, H., MacDonald, A. H., & Morpurgo, A. F., Strong interface-induced spin-orbit interaction in graphene on WS₂. *Nature communications*, **6(1)**, 1-7, 2015.
- [23] Mitioglu A.A., Plochocka P., Deligeorgis G., Anghel S., Kulyuk L., and Maude D. K., [Second order resonant Raman scattering in single layer tungsten disulfide \(WS₂\)](#), *PhysRevB*, **89(24)**, 245442, 2014.
- [24] [Currie M.](#), [Hanbicki A. T.](#), [Kioseoglou G.](#), [Jonker B. T.](#), Optical control of charged exciton states in tungsten disulfide, *Appl. Phys. Lett.*, **106(20)**, 201907, 2015.
- [25] Akansel S., Kumar A., Behera N., Husain S., Brucas R., Chaudhary S., Svedlindh P., Thickness-dependent enhancement of damping in Co₂FeAl/ β -Ta thin films, *Phys. Rev. B*, **97**, 134421, 2018.
- [26] [Amikam A.](#), [Introduction to the Theory of Ferromagnetism](#). *Clarendon Press*, 978 851791-7, 1996.
- [27] Chikazumi, S., Chikazumi, S., & Graham, C. D., *Physics of ferromagnetism* (No. 94). Oxford University Press, 1997.
- [28] Panda S. N., Mondal S., Sinha J., Choudhury S., Baarman A., All-optical detection of interfacial spin transparency from spin pumping in β -Ta/CoFeB thin films, *SCI. ADV.*, **5(4)**, 7200, 2019.
- [29] Nakayama H., Ando K., Harii K., Yoshino T., Takahashi R., Kajiwara Y., Uchida K., Fujikawa Y., and Saitoh E., *Phys. Rev. B*, **85**, 144408, 2012.



- [30] Yuan L., and Huang L., Exciton Dynamics and Annihilation in WS₂ 2D Semiconductors, *Nanoscale*, **7**, 7402–7408, 2015.
- [31] Chernikov A., van der Zande A. M., Hill H. M., Rigosi A. F., Velauthapillai A., Hone J., Heinz T. F., Electrical Tuning of Exciton Binding Energies in Monolayer WS₂, *Physical Review Letters*, **115**, 126802, 2015.
- [32] Wang S., Li S., Chervy T., Shalabney A., Azzini S., Orgiu E., Hutchison J. A., Genet C., Samori P., Ebbesen T. W., Coherent Coupling of WS₂ Monolayers with Metallic Photonic Nanostructures at Room Temperature, *Nano Lett.*, **16**, 4368–4374, 2016.
- [33] Chakraborty B., Gu J., Sun Z., Khatoniar M., Bushati R., Boehmke A. L., Koots R., M. Menon V. Von., Strong light-matter interactions: A new direction within chemistry, *Nano Letters*, **18**, 6455–6460, 2018.
- [34] Soosten M., Dennis V. Christensen, C. B. Eom, Thomas S. Jespersen, Y. Chen, N. Pryds, On the Emergence of Conductivity at SrTiO₃-Based Oxide Interfaces – an in-Situ Study, *Scientific Reports*, **9(1)**, 18005, 2019.
- [35] Jungfleisch M. B., Chumak A. V., Kehlberger A., Lauer V., Kim D. H., Onbasli M. C., Ross C. A., aui M. K., Hillebrands B., Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y3Fe5O12/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect, *Phys. Rev. B*, **91**, 134407, 2015.
- [36] Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., and Tserkovnyak Y., Rev. Mod., Antiferromagnetic spintronics, *Phys.*, **90**, 015005, 2018.
- [37] Chubarov M., Choudhury T. H., Hickey D. R., Bachu S., Zhang T., Sebastian A., Bansal A., Zhu H., Trainor N., Das S., Terrones M., Alem N., Redwing J. M., Wafer-Scale Epitaxial Growth of Unidirectional WS₂ Monolayers on Sapphire, *ACS NANO*, **15(2)**, 2532–2541, 2021.
- [38] Gurram M., Omar S., Zihlmann S., Makk P., Li Q.C., Zhang Y.F., Schonenberger C., van Wees B.J., Spin transport in two-layer-CVD, *Phys. Rev. B*, **97(4)**, 045411, 2018.
- [39] Gao W., Li X., Bamba M., Kono J., [Electrical Tuning of Exciton Binding Energies in Monolayer WS₂](#), *Nature Photonics*, **12**, 362-367, 2018.
- [40] Liu Z., Murphy A. W. A., Kuppe C., Hooper D. C., Valev V. K., Ilie A., WS₂ Nanotubes, 2D Nanomeshes, and 2D In-Plane Films through One Single Chemical Vapor Deposition Route, *ACS Nano*, **13(4)**, 3896–3909, 2019.
- [41] Peto J., Ollar T., Vancso P., Popov Z. I., Magda G. Z., Dobrik G., Hwang C., Sorokin P. B., Tapaszto L., Spontaneous Doping of the Basal Plane of Mo S₂ Single Layers through Oxygen Substitution under Ambient Conditions, *Nature Chemistry*, **10(12)**, 1246–1251, 2018.
- [42] Ning S., Huberman S. C., Ding Z., Nahm H. H., Kim Y. H., Kim H. S., Chen G., Ross C. A., Anomalous Defect Dependence of Thermal Conductivity in Epitaxial WO₃ Thin Films, *Advanced Materials*, **31(43)**, 1903738, 2019.
- [43] Ghazaryan D., Greenaway M.T., Wang Z., Guarochico-Moreira V.H., Vera-Marun I.J., et al., Magnon-assisted tunneling in van der Waals heterostructures based on CrBr₃, *Nat. Electron.*, **1(6)**, 344–349, 2018.
- [44] Kurumaji T., Nakajima T., Hirschberger M., Kikkawa A., Ymasaki Y., Sagayama H., Nakao H., Taguchi Y., Arima T., and Tokura Y., Skyrmion lattice with a giant topological Hall effect in a frustrated triangular-lattice magnet, *Science*, **365**, 914, 2019.
- [45] Liu Y.P., Zhang S.Y., He J., Wang Z.M.M., Liu Z.W., Recent progress in the fabrication, properties, and devices of heterostructures based on 2d materials, *Nano-Micro Lett.*, **11(1)**, 13, 2019.
- [46] Leutenantsmeyer J.C., Ingla-Aynes J., Gurram M., van Wees B.J., van Wees, Efficient spin injection into graphene through trilayer hbn tunnel barriers, *J. Appl. Phys.*, **124(19)**, 194301, 2018.



- [47] Gurram M., Omar S., van Wees B.J., Bias induced up to 100% spin-injection and detection polarizations in ferromagnet/bilayer-hBN/graphene/hBN heterostructures, *Nat. Commun.*, **8**, 248, 2017.
- [48] Zhang W., Han W., Jiang X., Yang S. H., Parkin S. S. P., Role of transparency of platinum-ferromagnet interface in determining intrinsic magnitude of spin Hall effect, *Nat. Phys.*, **11**, 496–502, 2015.
- [49] Wang Z., Gutierrez-Lezama I., Ubrig N., Kroner M., Gibertini M., et al., Colossal tunneling magnetoresistance in layered magnetic semiconductor Cr I₃, *Nat Commun.*, **9**, 2516, 2018.
- [50] Kim H. H., Yang B.W., Patel T., Sfigakis F., Li C.H., Tian S.J., Lei H.C., Tsen A.W., One million percent tunnel magnetoresistance in a magnetic van der Waals heterostructure, *Nano Lett.*, **18(8)**, 4885–4890, 2018.
- [51] Song T. C., Cai X.H., Tu M.W.Y., Zhang X.O., Huang B.V., et al., Giant tunneling magnetoresistance in spin-filter van der Waals heterostructures, *Science*, **360(6394)**, 1214, 2018.
- [52] Klein D. R., MacNeill D., Lado J.L., Soriano D., Navarro-Moratalla E., et al., Probing magnetism in 2d van der Waals crystalline insulators via electron Tunneling, *Science*, **360 (6394)**, 1218, 2018.
- [53] Canulescu S., Papadopoulou E. L., Anglos D., Th. Lippert, Schneider C. W., Wokaun A., Mechanisms of the Laser Plume Expansion during the Ablation of Li Mn₂ O₄, *Journal of Applied Physics*, **105(6)**, 128,2009.
- [54] Sun Q. L., Kioussis N., Prediction of manganese trihalides as two-dimensional Dirac half-metals, *Phys. Rev. B*, **97(9)**, 094408, 2018.

© 2022 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

