

تحديد الترددات البلازمية وتعيين زمن الاسترخاء والكتلة الفعالة للإلكترون الحر في أفلام النحاس الرفيقة

عبد المعين محمد العليص **

أ. د. رياض العبد الله *

المخلص:

تم ترسيب أفلام رقيقة من النحاس النقي بتقنية الحزمة الالكترونية على ركائز زجاجية شفافة مسخنة مسبقاً في الخلاء حتى الدرجة $200C^{\circ}$ ومن ثم لدنت في نفس الخلاء لمدة نصف ساعة حتى الدرجة $300C^{\circ}$ ، تم أيضاً ترسيب أفلام رقيقة على ركائز من السيليكون لدراسة طبوغرافية السطح للفلم المرسب باستخدام مجهر القوى الذرية. استخدمت قياسات النفاذية الضوئية والانعكاسية في تعيين الثوابت الضوئية، تم تعيين تردد البلازمون السطحي لأفلام النحاس وكان حوالي $2.58ev$ ، استخدمت نظرية درود في تعيين زمن الاسترخاء والكتلة الفعالة للإلكترون الحر من قياسات ϵ_1 و ϵ_2 في المجال تحت الأحمر وجميعها كانت قريبة من القيم المرجعية.

كلمات مفتاحية: فلم رقيق، حزمة الكترونية، تردد البلازمون السطحي، زمن الاسترخاء، الكتلة الفعالة

* أستاذ في قسم الفيزياء-كلية العلوم-جامعة حمص-اختصاص: ضوء فيزيائي

** طالب دكتوراه-كلية العلوم-جامعة حمص- اختصاص: فيزياء المادة الكثيفة

Determination of Plasmon Oscillations, Relaxation Time, and Effective Mass of Free Electron in Copper Thin Films

* Pof.Dr. Reiad Al Abdallah

** Abdalmoaen Mohammad Alales

Abstract:

Thin films of pure copper were deposited using the electron beam evaporation technique onto pre-heated transparent glass substrates in a vacuum at a temperature of $200C^{\circ}$. The films were then annealed in the same vacuum for half an hour at a temperature of $300C^{\circ}$. Thin films were also deposited on silicon substrates to investigate the surface topography of the deposited film using atomic force microscopy (AFM). Optical transmittance and reflectance measurements were employed to determine the optical constants of the films. The surface plasmon frequency of the copper films was determined and found to be approximately $2.58eV$. The Drude theory was utilized to calculate the relaxation time and effective mass of the free electrons from measurements ϵ_2 and ϵ_1 in the infrared (IR) region. The obtained values were all in close agreement with the reference values.

Key words: Thin Film, Electron beam, Surface Plasmon Frequency, Relaxation Time, Effective Mass.

*Professor in the Physics Department– Faculty of Science– Homs University– Specialization: Physical Optics

1. مقدمة:

غالبا ما يعتقد أن المعادن أحادية التكافؤ (Cu, Ag, Au) بسيطة من حيث أن عدداً من خصائصها الفيزيائية المهمة يتم تفسيرها بما يُعرف بنموذج الإلكترون الحر وأنه من السهل أيضاً التعامل مع هذه المعادن في التطبيقات العلمية لهذا السبب تم إجراء العديد من الدراسات حول خصائصها الضوئية والكهربائية، تعتبر خصائصها الضوئية أكثر أهمية في المجالين المرئي وتحت الأحمر لأنها تتسبب بالكامل تقريباً لإسهام الإلكترونات الحرة [1] من المعروف جيداً أن الخصائص الضوئية وخاصة امتصاص المعادن للضوء بطبقات نانوية قد تختلف اختلافاً جذرياً عن المعادن في حالتها الحجمية (Bulk)، فجوهر امتصاص الضوء بواسطة الجسيمات النانوية المعدنية هو إثارة اهتزازات جماعية لإلكترونات منطقة الناقلية، تعرف هذه الاهتزازات وهي اهتزازات طولية بنوعها بالبلازمونات السطحية Surface Plasmon (SP) والتي يمكن ملاحظتها بسهولة في حالة الجسيمات النانوية والموزعة على مساحة محددة واسعة [2]. يعتبر النحاس مادة واعدة لتصنيع الوصلات البينية في الدارات الإلكترونية التكاملية على أساس الأفلام الرقيقة المستوية أي أن أهم الأسباب التي دفعت التوجه نحو النحاس هي الخصائص الفيزيائية الممتازة التي يتمتع بها [3] كالمقاومة المنخفضة وسهولة الترسيب والناقلية الكهربائية والحرارية والانعكاسية الضوئية العالية خاصة في المجالين المرئي وتحت الأحمر [4]، مما أكسب أفلامها الكثير من الاهتمام فعلى سبيل المثال تُستخدم في مجال الخلايا الكهروضوئية والإلكترونيات الدقيقة لارتفاع ناقلية وحساسيتها العالية للضوء [5]. يمكن تضمين جسيمات النحاس النانوية في الطبقة الفعالة للخلايا الشمسية العضوية Organic Solar Cells (OSCs) مما ينتج عنه انخفاض في تكلفتها وبالتالي مزيد من تطبيقاتها [6]. كما أن لأفلام النحاس الرقيقة تطبيقات بلازمونية أخرى فقد جذبت مستشعرات

**Ph.D. Student– Faculty of Science– Homs University– Specialization: Condensed Matter Physics

البلازونات السطحية الضوئية القائمة على الجسيمات النانوية النحاسية اهتماماً كبيراً لدى الباحثين بسبب استجابتها الأسرع ودقتها الأفضل كما أنها مفيد في الكشف البيولوجي [7].

2. موجز نظري:

2.1. البلازونات السطحية والحجمية:

يملك تابع العزل الكهربائي العقدي للغاز الإلكتروني $\varepsilon(\omega, k)$ نتائج هامة جداً للخصائص الفيزيائية للجسم الصلب ويصف في أحد أشكاله $\varepsilon(\omega, 0)$ الإثارات الجماعية للغاز الإلكتروني أي البلازونات السطحية والبلازونات الحجمية، عُرِفَتْ اهتزازات البلازما بأموح لانغمور والتي اكتشفها الأمريكيان (Irving Langmuir) و (Lewi Tonks) كان ذلك في العام 1920 [9], [8] تعرف هذه الاهتزازات بأنها اهتزازات سريعة لكثافة الإلكترونات في وسط ناقل كالمعادن وهي أبسط أنواع الاهتزازات الطولية، تظهر هذه الاهتزازات الطولية عندما تُستقطب المادة أي عندما تتزاح طبقة مستوية من الإلكترونات ككل عن وضع توازنها مسافة x . فإذا كان عزم ثنائي القطب الكهربائي لإلكترون واحد هو $(-ex)$ فإن عزم ثنائي القطب في واحدة الحجم N إلكترون هو الاستقطاب P حيث $P = -Nex$ و $(-e)$ تمثل شحنة الإلكترون، عندئذ حقل الاستقطاب يعطى بالعلاقة: $E = 4\pi P = -4\pi Nex$ [10].

والذي يؤدي إلى وجود القوة المرجعة التي تعطى بالعلاقة: $F = eE$

والتي بفعالها تهتز الإلكترونات جماعياً باهتزازات طولية، عندئذ يكون:

$$F = eE = -4\pi e^2 Nx = m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (1)$$

إن E تتغير دورياً عندئذ x تعتمد على الزمن دورياً من الشكل $e^{-i\omega t}$ أي أن:

$$x = x_0 e^{-i\omega t}$$

بالاشتقاق والتعويض في المعادلة (1) نجد:

$$\frac{dx}{dt} = -i\omega x_0 e^{-i\omega t} = -i\omega x$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x_0 e^{-i\omega t} = -\omega^2 x$$
$$\Rightarrow m \frac{d^2x}{dt^2} = -m\omega^2 x$$

ومن المعادلة (1) نجد:

$$-4\pi Ne^2 x = -m\omega^2 x$$

أي أن:

$$\omega^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}$$

الذي يدعى التردد البلازموني

وفقاً لنظرية الغاز الإلكتروني والتي تعطي تابع العزل الكهربائي بالعلاقة [10]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2)$$

عندما ندخل في الاعتبار تأثير خلفية لب الايون الموجب مميزة ب ε_{cor} فإن المعادلة (2) تصبح من الشكل:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{cor} - \frac{\hat{\omega}_p^2}{\omega^2} \quad (3)$$

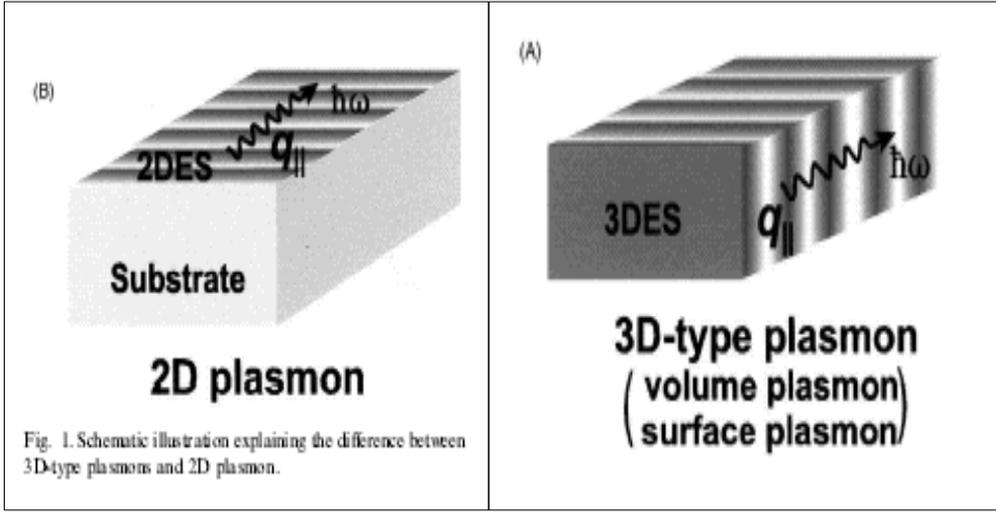
$$\hat{\omega}_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m\varepsilon_{cor}} \quad (4) \quad \text{حيث أن:}$$

عندما يحدث التجاوب البلازموني أي عندما $\omega^2 = \omega_p^2$ للاهتزازات الطولية البلازمية فإن شرط وجود البلازمونات في الغاز الإلكتروني من المعادلة (2):

$$\varepsilon(\omega_p) = 0$$

أي أن الاهتزازات الطولية للإلكترونات الحرة (البلازمونات) تظهر عند أصفار ε .

تفيد الدراسات المرجعية أنه عند الحد الفاصل بين وسطين أحدهما فلم معدني سماكته مثلاً ($\cong 50nm$) والوسط الثاني خلاء يمكن أن تنتشر موجات بلازمية سطحية، كم هذه الاهتزازات يدعى بالبلازمون السطحي Surface Plasmon (SP) تردده ω_{sp} ، أما في حالة البلازمون الحجمي فتنتشر الاهتزازات البلازمية بتردد ω_p والذي يعرف بكم اهتزاز البلازما كما هو موضح بالشكل (1) [11].



الشكل (1): يوضح انتشار البلازمونات الحجمية والسطحية على الحد الفاصل بين معدن-عازل [11] .

من المعروف لدينا أنه يمكن إثارة البلازمونات بعدة طرق نذكر منها: إمرار الإلكترون بطاقة معينة خلال فيلم معدني رقيق أو يمكن ملاحظته بانعكاس الإلكترون أو الفوتون عن الفلم [10]، تعتبر أنماط الإثارة السطحية نسخة مطابقة للإثارة في الحالة الحجمية للجسم الصلب Bulk Solid [11]. في بحثنا الحالي قمنا بتأكيد وجود البلازمون السطحي (بعد أثارته) في أفلامنا المحضرة بالطرق الضوئية المتوفرة لدينا من خلال أطيايف الانعكاسية والنفاذية في حالة الورود الناظمي.

2.2. تابع العزل الكهربائي العقدي والتردد البلازموني وفقا لنظرية درود:

بما أن فكرة البلازمون كغيره من أشباه الجسيمات فكرة كلاسيكية فقد حظيت النظريات الكلاسيكية والكلاسيكية المطورة انتشارا أكبر في تفسير سلوك الاهتزازات البلازمونية ومازالت هذه النظرية هي الوحيدة تقريبا حتى وقتنا الحالي. من أهم هذه النماذج النظرية والتي تعطي تفسيراً لسلوك البلازمونات هي نموذج الإلكترون الحر ونموذج درود Drude المُحسَّن والذي يأخذ بعين الاعتبار

مساهمة الانتقالات الإلكترونية المرتبطة في تابع العزل الكهربائي العقدي وما يتعلق به من مقادير فيزيائية ضوئية كالانعكاسية والنفاذية.

في حالة الأفلام الرقيقة يتضمن نموذج درود النظري [10]، [12]، [13] حلولاً لمعادلات شبه كلاسيكية مطورة ينتج عنها تابع العزل الكهربائي العقدي والذي يعطى بالعلاقة التالية:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{cor} + \frac{4\pi i}{\omega} \frac{Ne^2\tau}{m^*(1-i\omega\tau)} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = (n + ik)^2 \quad (5)$$

حيث تمثل n و k الجزئين الحقيقي والتخيلي لقرينة الانكسار العقدية، $\tilde{n} = n + ik$. أما ϵ_{cor} : تمثل مساهمة الإلكترونات المرتبطة أو إلكترونات اللب (أي الانتقالات الإلكترونية ما بين السويات الطاقية)، في حين أن (τ) زمن الاسترخاء في تابع العزل الكهربائي العقدي $\tilde{\epsilon}(\omega)$ يشير إلى وجود التخماد.

بعد فصل الجزئين الحقيقي والتخيلي لتابع العزل الكهربائي العقدي نجد:

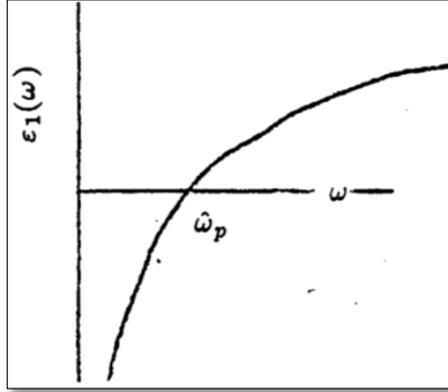
$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{cor} + \frac{4\pi i}{\omega} \frac{Ne^2\tau}{m^*(1-i\omega\tau)} \cdot \left(\frac{1+i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \right)$$

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_{core} - \frac{4\pi Ne^2\tau^2}{m^*(1+\omega^2\tau^2)} = \epsilon_{core} - \frac{4\pi Ne^2}{m^* \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau^2} \right)} \quad (6)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{4\pi}{\omega} \frac{Ne^2\tau}{m^*(1+\omega^2\tau^2)} \quad (7)$$

تمثل m^* : الكتلة الفعالة للإلكترون الحر.

يتعين التردد البلازموني ω_p عند أصفار الجزء الحقيقي لتابع العزل الكهربائي العقدي أي $\epsilon_1(\omega_p) = 0$ [12] (2) الشكل من الشكل (2).



الشكل (2): تعيين التردد البلازموني ω_p من أصفار الجزء الحقيقي لتابع العزل الكهربائي العقدي ϵ_1

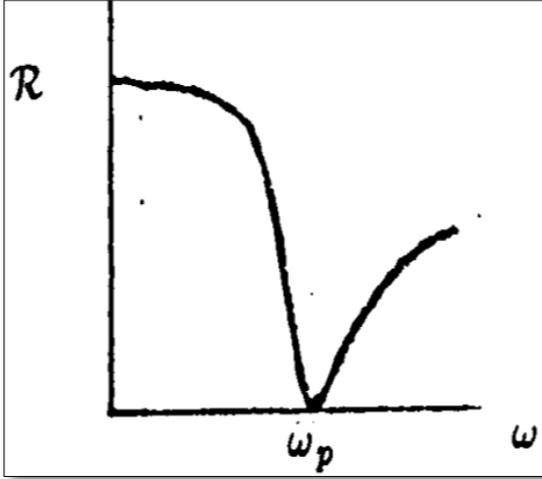
من المعادلة (6) عندما $\omega = \hat{\omega}_p$ و $\epsilon_1(\omega_p) = 0$ يصبح لدينا:

$$\hat{\omega}_p^2 + \frac{1}{\tau^2} = \frac{4\pi Ne^2}{m^* \epsilon_{core}} \quad (8)$$

وبما أن الحد $\frac{1}{\tau^2}$ عادة ما يكون صغيراً بالمقارنة مع $\hat{\omega}_p^2$ يصبح عندها التردد البلازموني من الشكل:

$$\hat{\omega}_p^2 \approx \frac{4\pi Ne^2}{m^* \epsilon_{core}} \quad (9)$$

وهو مطابق لقيمة $\hat{\omega}_p^2$ من العلاقة (4) بحسب نظرية الغاز الإلكتروني بعد إدخال ϵ_{core} . من الجدير ذكره أن الانعكاسية المقاسة تظهر بانخفاض حاد عند التردد البلازموني كما هو موضح بالشكل (3) [12].



الشكل (3) : يوضح الانعكاسية R بدلالة التردد والتي يظهر فيها التردد البلازموني ω_p عند النهاية الصغرى لـ R.

الانخفاض الشديد عند التردد البلازموني محكوم بزمن الاسترخاء، وإن زمن استرخاء أطول مع بنية بلازمية أكثر حدة. هذا ما نلمحه في المعادن النبيلة والعديد من أنصاف النواقل أما بالنسبة لدراستنا الحالية لأفلام النحاس الرقيقة سيبدو انخفاض الانعكاسية واضحاً بشكل جلي في جميع الاطيف وانزياح نحو الأطوال الموجية الأقل مع زيادة السماكة.

3. أهداف البحث:

من المعروف أن النحاس يأتي بالمرتبة الثانية بعد الفضة من حيث الوفرة في عدد الالكترونات الحرة مما جعله يتمتع بالعديد من الخواص التي شجعت على دراسته ودراسة خواص أفلامه الرقيقة لما لها العديد من التطبيقات وخاصة البلازمية منها لذلك يهدف البحث إلى:

1. تحضير أفلام رقيقة من النحاس النقي بسماكات مختلفة وباستخدام تقنية الحزمة الالكترونية (Electron – Beam).

2. دراسة طبوغرافية السطح لمعرفة التشكيل انطلاقاً من صور مجهر القوى الذرية AFM.

3. تعيين التردد البلازموني السطحي من أصفار الجزء الحقيقي لتابع العزل الكهربائي العقدي والتردد البلازموني الحجمي.

4. تعيين زمن الاسترخاء والكتلة الفعالة للإلكترون الحرمن قياسات (ϵ_2, ϵ_1) في المجال تحت الأحمر.

4. مواد وطرق البحث:

1. منظومة ترسيب الأفلام الرقيقة بتقنية الحزمة الالكترونية (Electron-Beam).

2. مقياس طيف Spectrophotometer نوع Jasco (V-570) Double Beam للحصول على أطيف النفاذية والانعكاسية .

3. مجهر قوى ذرية AFM.

4. جهاز تنظيف الركائز بالأمواف فوق صوتية نوع Transonic T700/H.

5. شرائح من الزجاج نوع Microscopic Slide وشرائح من السيليكون Si، ومواد كيميائية (حمض كلور الماء الممدد -كحول إيثيلي - ماء مقطر) لتنظيف الركائز وحجرة الترسيب.

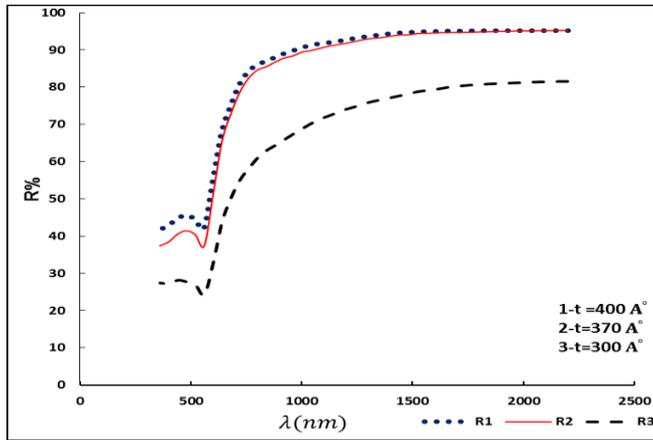
4.1. الجزء العملي:

تم استخدام الركائز الزجاجية الشفافة من أجل القياسات الضوئية وشرائح السيليكون لدراسة طبوغرافية السطح، بعد الانتهاء من تنظيف الركائز وحجرة الترسيب بشكل جيد بالمواد الكيميائية المخصصة لهذا الغرض وضعت كمية من حبيبات النحاس ذات نقاوة (99.99%) في بوتقة من الموليبدنوم، تمت تخلية الحجرة للوصول للخلاء المناسب لعملية الترسيب ($5 \times 10^{-6} \text{mbar}$) ومن ثم تسخين الحبيبات للوصول لدرجة الانصهار ليتشكل الفلم على الركائز المسخنة مسبقاً في الخلاء، جميع عيناتنا تم تحضيرها بنفس الشروط التجريبية من تسخين قبل وأثناء الترسيب في الدرجة 200°C بمعدل ترسيب (2nm/sec) أما الخلاء ($5 \times 10^{-6} \text{mbar}$)، تم تليدين العينات بعد الترسيب في نفس الخلاء السابق لمدة نصف

ساعة في الدرجة ($300C^{\circ}$). من خلال لوحة تحكم جهاز الترسيب وضمن الشروط السابقة كانت سماكة عيناتنا على التوالي ($t_1 = 400, t_2 = 370, t_3 = 300$)Å

4.2. قياس الانعكاسية R والنفاذية الضوئية T للعينات المحضرة:

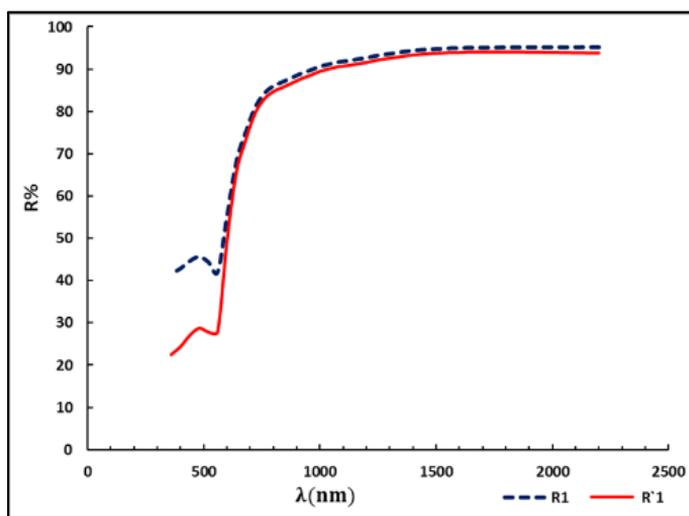
لتعيين التردد البلازموني الحجمي والسطحي بالإضافة لزمن الاسترخاء والكتلة الفعالة للإلكترون الحر لابد من إيجاد الجزئين الحقيقي والتخيلي لتابع العزل الكهربائي العقدي لأفلامنا انطلاقاً من مقادير ضوئية قابلة للقياس وسهلة التعيين مخبرياً هي R و R' و T واستخدام علاقات نظرية وأخرى (نظرية-تجريبية)، استخدمنا مقياس الطيف لإيجاد أطراف الانعكاسية R و R' ضمن المجال الطيفي (360 – 2200)nm لعيناتنا الثلاث حيث أن R هي الانعكاسية من جهة (الفلم-الركيزة) أما R' فهي الانعكاسية من جهة (الركيزة - الفلم).



الشكل (4): أطراف الانعكاسية لعيناتنا الثلاث مختلفة السماكة كتابع لطول الموجة

$$\cdot (t_1 = 400, t_2 = 370, t_3 = 300)A^{\circ}$$

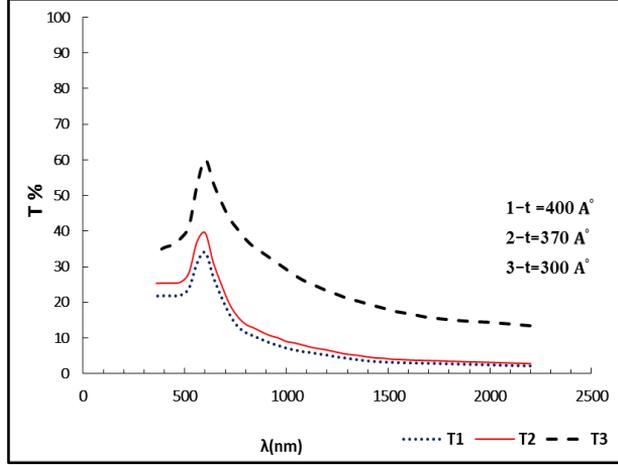
إن أطيايف الانعكاسية لعينائنا الشكل (4) تكاد تتطابق بالسلوك مع الأطيايف المماثلة لأفلام النحاس المقاربة بسماكتها لعينائنا كما في المرجع [14] بالرغم من اختلاف طرق التحضير والقياس، من الجدير ذكره أن الانعكاسية R' تقارب في سلوكها الانعكاسية R كما في الشكل (5) لأحدى عينائنا خاصة في المجال تحت الأحمر حيث يسيطر هنا تأثير الإلكترونات الحرة وسنستخدم نتائجها في حساباتنا اللاحقة من أجل تعيين ϵ_2 والذي يمثل الجزء التخيلي لتابع العزل الكهربائي العنقدي.



الشكل (5): يوضح طيفي الانعكاسية عن الوجه الامامي R والوجه الخلفي R' للعينة الأولى ذات السماكة ($t = 400\text{\AA}$) حيث يشير الخط المنقط لانعكاسية الوجه الامامي أما الخط المستمر فيمثل انعكاسية الوجه الخلفي.

عند سقوط الضوء على جهة (فلم-ركيزة) R يكون الانعكاس مباشرة عن سطح الفلم أما سقوطه من جهة (ركيزة-فلم) R' سوف يعاني الضوء المنعكس عن الفلم من ضياعات بسبب الزجاج بالتالي سوف تكون الانعكاسية R أكبر بقليل من الانعكاسية R' . أما النفاذية الضوئية فقد تم

قياسها في نفس المجال الطيفي $(360 - 2200)nm$ وهي كما يعرضها الشكل (6)، وكانت مشابهة في سلوكها لما عرضه البحث [14] المرجعي.



الشكل: (6) أطيف النفاذية لعيناتنا الثلاث مختلفة السماكة كتابع لطول الموجة

$$(t_1 = 400, t_2 = 370, t_3 = 300) \text{Å}$$

تشير قمم أطيف النفاذية بوضوح إلى مواقع ظهور البلازمونات السطحية الظاهرة بانخفاض أطيف الانعكاسية.

5.3. العلاقات المستخدمة في إيجاد الثوابت الضوئية: $n, k, \epsilon_1, \epsilon_2$.

يرتبط معامل التخامد بمعامل الامتصاص بالعلاقة التالية [15]:

$$k(\omega) = \frac{c \alpha(\omega)}{2\omega} = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad (10)$$

حيث أن $c = \lambda\nu$ هي سرعة الضوء في الخلاء و $\omega = 2\pi\nu$ و ν تردد موجة الضوء. لإيجاد طيف الامتصاص نستخدم العلاقة التالية [16]:

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{t} \text{Ln}\left(\frac{1}{T}\right) \quad (11)$$

حيث أن t سماكة الفلم الرقيق.

لقد سعينا في بحثنا هذا استخدام علاقة (نظرية-تجريبية) لتعيين التابع $\varepsilon_2(\omega)$ للنحاس نعتمد في إيجادها على قيم ضوئية سهلة التعيين مخبريا وهي R و R' و T والتي تعطى بالعلاقة التالية:

$$\varepsilon_2 = \frac{\lambda n_c}{2\pi t} \cdot \frac{1 - R - T}{T} = \frac{\lambda n_0}{2\pi t} \cdot \frac{1 - R' - T}{T} \quad (12)$$

هذه العلاقة (نظرية-تجريبية) في جوهرها وهي علاقة زومر- فولنير [17] وتسمى العلاقة التقريبية وهي تكون قريبة جدا من القيم الحقيقية ل ε_2 ودقتها من دقة الشرطين:

الشرط الأول: $t \ll \lambda$ ، الشرط الثاني: $n_c \frac{1-R-T}{T} \approx n_0 \frac{1-R'-T}{T}$ حيث n_0 : تمثل قرينة انكسار الهواء أما n_c : فهي قرينة انكسار الركيزة (زجاج نقي) λ : طول موجة الضوء المستخدم، إن سماكة عيناتنا $A^\circ (300,370,400)$ فهي محققة سلفاً للشرط الأول ($t \ll \lambda$) ولقد قمنا بالتحقق من الشرط الثاني على طول المجال الطيفي في عملية القياس، حيث كانتا متطابقتان إلى حد كبير على كامل المجال الطيفي.

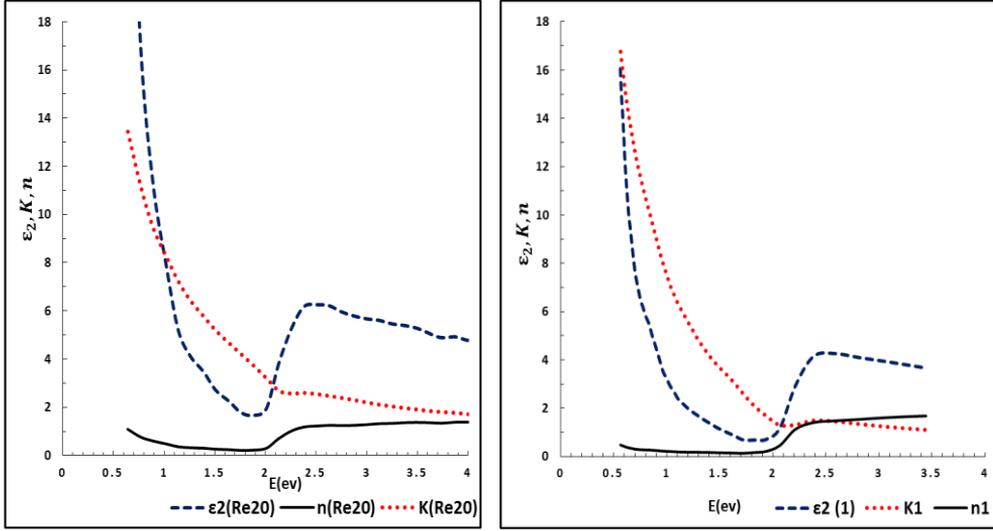
بعد أن حسبنا k و ε_2 يمكننا أن نستنتج قرينة الانكسار n من العلاقة التالية [18] ، [19]:

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad (13)$$

وعليه فإن n تعطى بالعلاقة التالية:

$$n = \frac{\varepsilon_2}{2k} \quad (14)$$

ندرج في الشكل (7) قيم كلا من (n, ε_2, k) لأحدى عيناتنا ذات السماكة $A^\circ (t_1 = 400)$ والمحسوبة من العلاقات (10)، (12)، (14) على التوالي وللمقارنة أدرجنا الشكل (8) لنفس المقادير من المرجع [20].

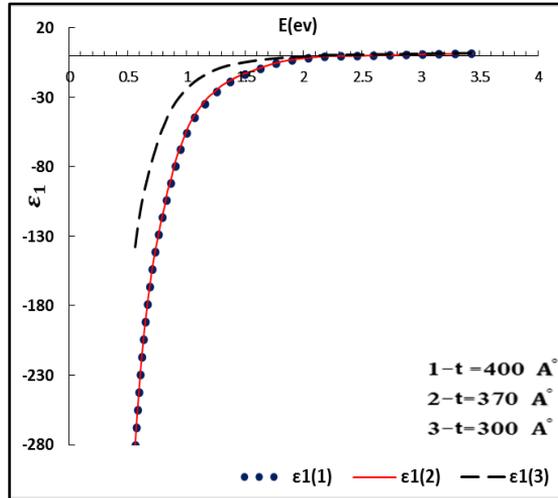


الشكل (7): قيم (n, ϵ_2, k) لعيناتنا ذات الشكل (8): قيم (n, ϵ_2, k) للمرجع [20] السماكة $(t_1 = 400)A^\circ$ من أجل المقارنة

الجزء الحقيقي لتابع العزل الكهربائي العقدي $\epsilon_1(\omega)$ يعطى بالعلاقة التالية [18] ، [19] :

$$\epsilon_1(\omega) = n^2(\omega) - k^2(\omega) \quad (15)$$

من قيم n و k لعيناتنا حسبنا قيم ϵ_1 للعينات الثلاث والتي أدرجناها في الشكل (9).

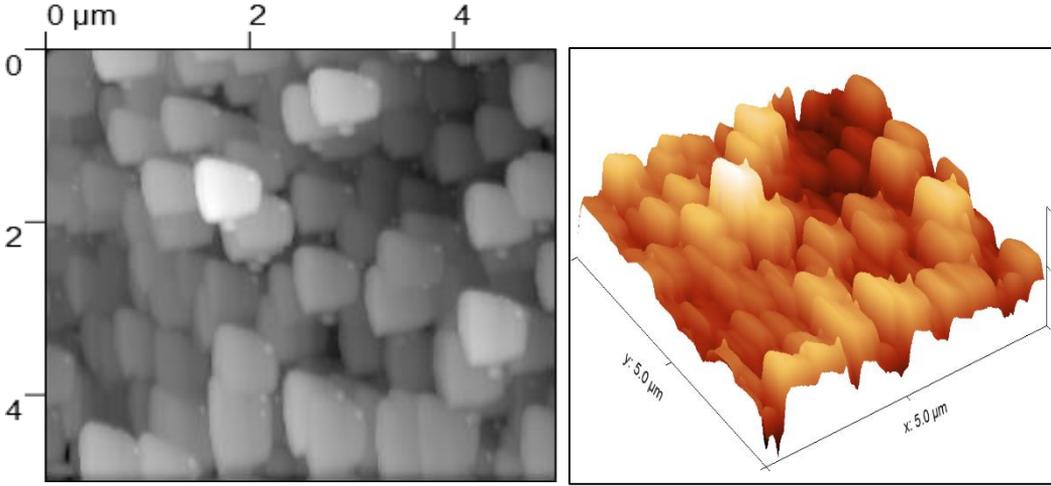


الشكل (9): قيم ϵ_1 لعيناتنا ذات السماكة $(t_1 = 400, t_2 = 370, t_3 = 300)A^\circ$

والمحسوبة من العلاقة (15)

6. مناقشة النتائج:

6.1. دراسة طبوغرافيا السطح لمعرفة تشكيل الفلم:



الشكل (10): صورة 3D للعينة الأولى

الشكل (11): صورة 2D للعينة الأولى ذات

ذات السماكة $(t = 400\text{\AA})$

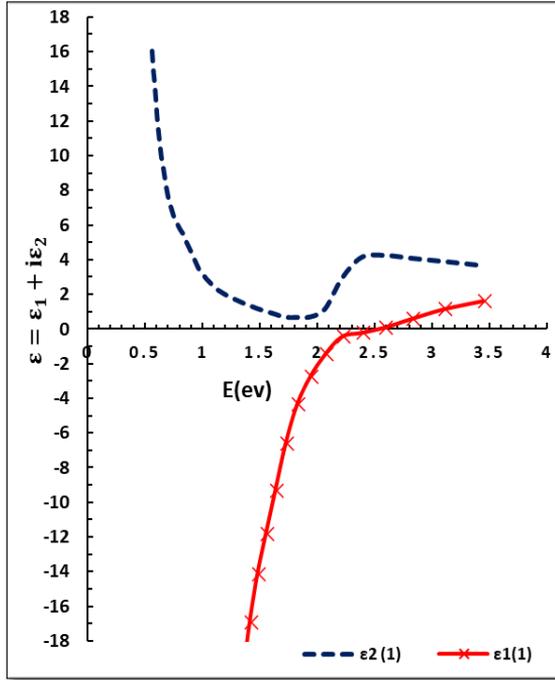
السماكة $(t = 400\text{\AA})$

للتعرف على شكل السطح لعيناتنا أجرينا صور AFM لإحدى عيناتنا ذات السماكة $(t = 400\text{\AA})$ شكل (10) وشكل (11). نستدل من الشكلين على أن النحاس توضع على شكل مكعبات أو على شكل متوازي مستطيلات متلاصقة مع بعضها البعض لتؤلف طبقة مستمرة من الحبيبات المتراسة دون وجود جزر متباعدة عن بعضها البعض، أي على شكل تجمعات بلورية متصلة لتشكل فلم نحاسي من طبقة رقيقة مستمرة

6.2. التردد البلازموني The Plasma frequency:

كما ذكرنا أنه تظهر اهتزازات طولية (الاهتزازات البلازمية) عند تلاشي $\epsilon_1(\omega)$ وذلك عندما $\omega = \omega_p$ التردد البلازموني، أما البلازمونات فهي كم الاهتزازات البلازمية ويمكن أن تثار في المادة بواسطة الموجة الضوئية العرضانية ويتحقق ذلك بسهولة في المعادن النبيلة كالنحاس حيث أن كثافة الإلكترونات الحرة عالية كما يمكن أن تثار البلازمونات الحجمية بتردد بلازموني قدره $\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m^* \epsilon_{core}}$ أو بلازمونات سطحية ω_{sp} وفي كلا الحالتين تقترب $\epsilon_1(\omega)$

من الصفر [12]. من العلاقة (6) وعند $\varepsilon_1(\omega) \approx 0$ تكون عندها كما في العلاقة (9) $\hat{\omega}_p^2 \approx \frac{4\pi N e^2}{m^* \varepsilon_{core}} \approx \omega_p^2$ و تصبح $\varepsilon_1(\omega)$ موجبة إذا كان ε_{core} أكبر من الحد الثاني في $\varepsilon_1(\omega)$ المتعلق بتركيز الإلكترونات الحرة، ففي جوار التردد البلازموني حيث $\varepsilon_1(\omega)$ حكماً صغيرة فإن $\varepsilon_2(\omega)$ هي أيضاً صغيرة حيث يصبح حد امتصاص الإلكترونات الحرة عند $\omega = \omega_p$ مقارباً لـ $\varepsilon_{cor}(\omega_p)$ و $\varepsilon_{cor}(\omega)$ صغيرة نسبياً مما يجعل $\varepsilon_2(\omega_p)$ هي أيضاً صغيرة وهذا ما نلاحظه في الشكل (12).



الشكل (12): قيم $\varepsilon_1(\omega)$ و $\varepsilon_2(\omega)$ لعينتنا ذات السماكة $(t = 400\text{\AA})$.

نشير هنا إلى أن الشكل (12) يبين سلوك ε_1 الناتج من تكبير الشكل (9) لمشاهدة نقطة تقاطع الخط البياني مع محور الطاقة. يلاحظ من الشكل (12) تقاطع $\varepsilon_1(\omega)$ مع محور الطاقة الموافق لظهور بلازمون سطحي يكافئ طاقة $\hbar\omega_{sp} \approx 2.258(\text{eV})$ بقرب هذه النقطة المميزة كانت النهاية الصغرى للانعكاسية والتي يقابلها النهاية العظمى للنفاذية مع وجود ازاحة

طفيفة بينهما ناشئة عن فرق المسير الضوئي بين الشعاع المنعكس والشعاع النافذ والذي تسببه سماكة الفلم، كما نلاحظ أيضا بقرب هذه النقطة تبدو ϵ_2 بقيم صغيرة. ولقد رأينا في بحث سابق [21] أنه من أجل العينة ذات سماكة ($t = 300A^\circ$) كانت قيمة التردد البلازموني السطحي $\hbar\omega_{sp} \approx 2.21(ev)$ هناك أزاحة طفيفة باتجاه الطاقات الأعلى مع زيادة السماكة) أي أنه بازياد السماكة يميل الفلم الرقيق إلى الاقتراب من Bulk حيث قيمة التردد البلازموني الحجمي للنحاس $\hbar\omega_p \approx 9.3 (ev)$ [22] ، هذه القيمة خارج نطاق قياساتنا الطيفية التي كانت ضمن المجال $ev (0.5 - 3.5)$ مما يؤكد ويدل بالضرورة على أن البلازمون الظاهر في عيناتنا والناج عن تقاطع $\epsilon_1(\omega)$ مع محور الطاقة هو بلازمون سطحي وليس بلازمون حجمي.

6.2. تعيين الكتلة الفعالة m^* و زمن الاسترخاء τ :

كما رأينا أن ϵ تتعين بزمن الاسترخاء τ والكتلة الفعالة m^* للإلكترونات الحرة، وفقاً لنظرية درود Drude من المعادلة (5) وإذا أهملنا تأثير الانتقالات الالكترونية واعتبرنا أن $\epsilon_{core}(\omega)=1$ في المجال تحت الأحمر يكون عندها ω_p التردد البلازموني في حالة الالكترونات الحرة من الشكل $\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m^*}$ كما في حالة نموذج الالكترون الحر.

تصبح علاقتنا درود (6) و (7) من الشكل:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (6)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (7)$$

نشير إلى أن نظرية درود تفترض وجود قيمة ل ϵ_{cor} بالرغم من التعامل مع المجال تحت الأحمر حيث تكون مساهمة الإلكترونات الحرة هي الغالبة. من أجل المعادن عند ترددات المجال تحت الأحمر القريب وحيث ماتزال $\omega > 1/\tau$ وفي حالة خاصة وبتقريب جيد

نهمل (1) بالمقارنة مع $\omega^2 \tau^2$ نكتب (6) و (7) بدلالة التردد ω_p و ω

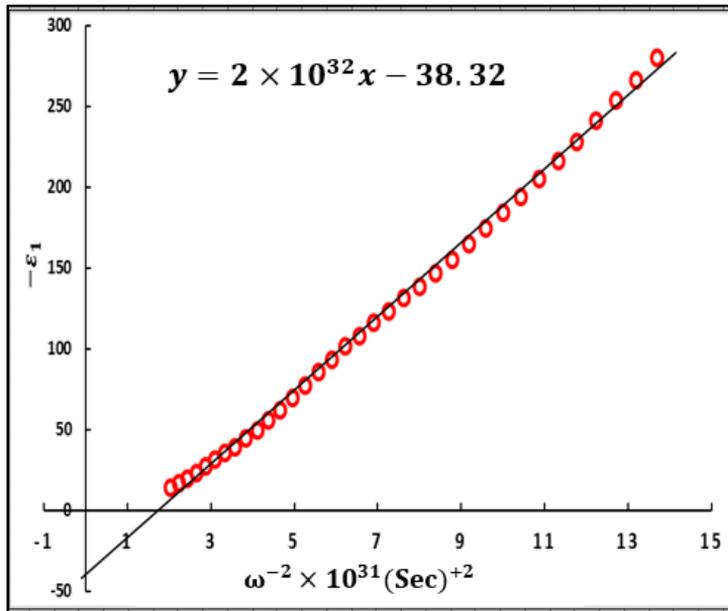
$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (8)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau} \quad (9)$$

حيث أنه $\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m^*}$ وواضح أنه برسم $\varepsilon_1(\omega)$ بدلالة ω^{-2} نستطيع تعيين الكتلة الفعالة m^* ومن ثم يمكن تعيين زمن الاسترخاء τ وذلك من رسم $\varepsilon_2(\omega)$ بدلالة ω^{-2} .

إن تعبير الإلكترونات الحرة $\hat{\varepsilon}(\omega)$ هو مفيد فقط لأجل طاقات الفوتون الأخفض من طاقة حدية موافقة لظهور الانتقالات ما بين السويات الطاقية وفق هذه الطاقة الحدية فإن شكل منحنى ε_2 تحديدا يعتمد على البنية الإلكترونية للمادة.

نجري هذه الخطوط البيانية على نتائجنا في المجال تحت الأحمر المدروس لدينا. من المعادلة (8) نرسم خط بياني $(\frac{1}{\omega^2}) \rightarrow (-\varepsilon_1)$ نجد:



الشكل (13): خط بياني $(\frac{1}{\omega^2}) \rightarrow (-\varepsilon_1)$ للعينة ذات السماكة $(t = 400\text{\AA})$.

نرمز لميل الخط البياني ب M_1 والذي يعطى:

$$M_1 = \omega_p^2 = 2 \times 10^{32} \text{ Sec}^{-2}$$

ومنه نحسب:

$$\omega_p = \sqrt{\omega_p^2} = 1.41 \times 10^{16} \text{ Sec}^{-1} \quad \text{التردد البلازموني الحجمي}$$

$$\hbar \cdot \omega_p = 9.31 \text{ ev} \quad \text{طاقة البلازمون الحجمي}$$

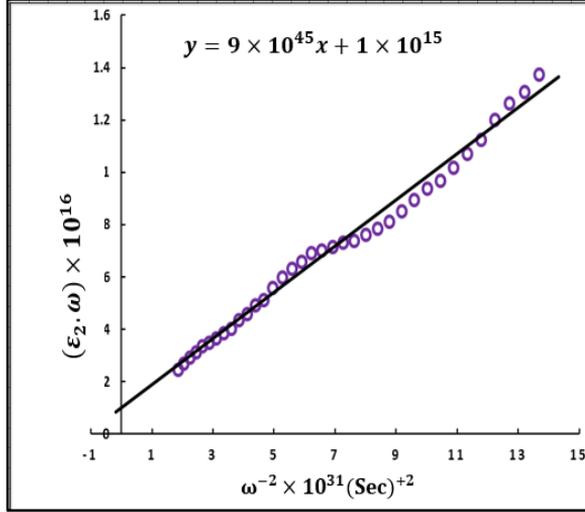
$$\lambda_p = \frac{1240}{\hbar \omega_p (\text{ev})} = 133.06 \text{ nm} \quad \text{طول موجة البلازمون الحجمي}$$

لمقارنة نتائجنا مع المراجع العلمية الأخرى ندرج الجدول التالي:

	$\omega_p \times 10^{16} (\text{Sec}^{-1})$	$\hbar \cdot \omega_p (\text{ev})$	$\lambda_p (\text{nm})$
عينة البحث	1.414	9.319	125.061
Re [23]	1.31	8.634	143.618
Re [20]	1.34	8.832	140.398
Re [1]	1.37	9.029	137.335
Re [24]	1.5	9.886	125.429
Re [22]	1.41	9.29	133.34
Re [25]	1.64	10.83	114.49

من الواضح أنه لا يمكن إهمال مساهمة إلكترونات اللب (المرتبطة) في ثابت العزل الكهربائي العقدي وهذا واضح عند نهاية الترددات المرتفعة $\omega \rightarrow \infty$ حيث ينعدم دور الإلكترونات الحرة ويصبح ϵ_{cor} قيمة أكبر من الواحد ففي الشكل (13) واضح أن $\epsilon_{cor} \approx 38$ وذلك من تقاطع الخط المستقيم مع محور $-\epsilon_1(\omega)$ وذلك عندما $\frac{1}{\omega^2} \rightarrow 0$ في نهاية الترددات المرتفعة.

من المعادلة (9) نرسم خط بياني $\frac{1}{\omega^2} \rightarrow \varepsilon_2 \cdot \omega$ فنجد



الشكل (14): خط بياني $\frac{1}{\omega^2} \rightarrow \varepsilon_2 \cdot \omega$ للعينة ذات السماكة $(t = 400 \text{ \AA})$.

نرمز لميل الخط البياني بـ M_2 والذي يعطى:

$$M_2 = \varepsilon_2 \cdot \omega = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \cdot \tau} \Rightarrow M_2 = \frac{\omega_p^2}{\tau} = 9 \times 10^{45} \text{ Sec}^{-3}$$

يمكننا أن نحسب زمن الاسترخاء من M_2 وبملاحظة M_1 :

$$M_2 = \frac{\omega_p^2}{\tau} = \frac{M_1}{\tau} \Rightarrow \tau = \frac{M_1}{M_2}$$

$$\tau = 2.22 \times 10^{-14} \text{ Sec}$$

لمقارنة نتائجنا مع المراجع العلمية الأخرى ندرج الجدول التالي:

$\tau \times 10^{-14}$ (Sec)	البحث	Re [23]	Re [20]	Re [1]	Re [24]	Re26]
2.22		1.38	0.69	3.48	2	2.4

يمكننا الآن حساب الكتلة الفعالة من علاقة التردد البلازموني الحجمي والذي يعطى بجملة
الوحدات الغوسية بالعلاقة [23]، [10]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m^*} \quad (10)$$

وبالانتقال إلى جملة الوحدات الدولية (SI) يصبح التردد البلازموني من الشكل [10]:

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^*} \quad (11)$$

وتصبح الكتلة الفعالة

$$m^* = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 \omega_p^2} \quad (12)$$

نعوض الثوابت بالعلاقة (12) حيث أن ϵ_0 تمثل السماحية النسبية الكهربائية للخلاء أما N
فتمثل عدد الإلكترونات الحرة في واحدة الحجم:

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} F/m \quad [26] N = 8.465 \times 10^{28} /m^3$$

$$e = 1.6 \times 10^{-19} C \quad m_e = 9.1 \times 10^{-31} Kg$$

فنحصل على الكتلة الفعالة للإلكترون الحر:

$$\frac{m^*}{m_e} = 1.34$$

لمقارنة نتائجنا مع المراجع العلمية الأخرى ندرج الجدول التالي:

$\frac{m^*}{m_e}$	البحث	Re [22]	Re [20]	Re [27]
	1.344	1.42	1.49	1.01

6. الاستنتاجات:

- ✓ ضرورة تسخين الركائز قبل البدء بعملية الترسيب للحصول على أفضل تجانس لطبقة مستمرة من حبيبات النحاس للفلم المرسب.
- ✓ أعطت صور مجهر القوى الذرية AFM شكلا واضحا لتشكل الفلم الرقيق فكان عبارة عن طبقة مستمرة من الحبيبات المتراسة.
- ✓ لوحظ أنه بعد سماكة معينة كانت بالنسبة لعيناتنا ($\cong 400\text{Å}$) لا يوجد تأثير لزيادة السماكة على الخصائص الضوئية حيث يقترب الفلم الرقيق من الBulk.
- ✓ تم تعيين تردد البلازمون السطحي والحجمي الذي يقع خارج نطاق قياساتنا.
- ✓ انزاحت قيم التردد البلازموني السطحي مع زيادة سماكة الفلم باتجاه الطاقات الأعلى حيث يصبح أقرب للتردد البلازموني الحجمي.
- ✓ أعطت نتائج حسابتنا لتقدير الكتلة الفعالة للإلكترون الحر وزمن الاسترخاء اعتمادا على قياسات ϵ_1 و ϵ_2 في المجال تحت الأحمر مصداقية عالية لما كانت عليه في توافقها مع المراجع العلمية.

7. التوصيات:

- ✓ العمل على تحضير أفلام رقيقة من النحاس بطرق و سماكات مختلفة وعلى شرائح غير الزجاج كالكوارتز مثلا ومقارنتها مع نتائج العمل.
- ✓ أكسدة أفلام النحاس وأضافه بعض الشوائب إليه ومقارنة النتائج مع نتائج البحث.
- ✓ استخدام الأفلام الرقيقة من النحاس في مجال التطبيقات البلازمية.
- ✓ استخدام علاقات نظرية وأخرى (نظرية-تجريبية) لإيجاد الثابت الضوئية لمعادن أخرى ومقارنتها مع قيم مرجعية مقاسة بطرق ألييسومترية.
- ✓ الاستفادة من قياسات تابع العزل لكهربائي العقدي في المجال تحت الأحمر لتقدير الكتلة الفعالة للإلكترون الحر وزمن الاسترخاء لمعادن أخرى كالفضة والذهب مثلاً ومقارنتها مع المراجع العلمية الخاصة بها.

المراجع العلمية :

- [1] S. ROBERTS, 1960– Optical Properties of Copper– PHYSICAL REVIEW, Vol 118, NUMBER 6, p1509–1518.
- [2] O. YESHCENKO, I. DMITRUK, A. DMYTRUK, A. ALEXEENKO, 2007 –Influence of annealing conditions on size and optical properties of copper nanoparticles embedded in silica matrix–Journal of Materials Science and Engineering B, Vol 137, P247–254.
- [3] D. RAJESH, C. SUNANDANA, M. KRISHNA, 2015 –Structural and Optical properties of Brominated Cu thin films– Materials Science and Engineering, Vol 73, P1–6.
- [4] D. ALLRED, N. BRIMHALL, 2009– Measured Optical Constants of Copper from 10 nm to 35 nm– journal of Brigham Young University, Vol.17, Issue.26, p23873–23879.
- [5] C. MELO, M. JULLIEN, Y. BATTIE, A. NACIRI, J. GHANBAJA, F. MONTAIGNE, J. PIERSON, F. RIGONI, N. ALMQVIST, A. VOMIERO, 2021– Tunable Localized Surface Plasmon Resonance and Broadband Visible Photo response of Cu Nanoparticles/ZnO Surfaces– HAL, P1–16.
- [6] A. Chingsungnoen, T. Dasr,2018– Theoretical Calculation of Optical Properties of Copper NANO PARTICLES. Indian Journal of Science and Technology, Vol11(1),P 1–9
- [7] T.Ghodselahi, M.Vesaghi, A Shafiekhani, 2009–Study of surface plasmon resonance of Cu@Cu₂O core–shell nanoparticles by Mie

theory –JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS ,*VOL42*,p1–6,2009

[8] R.Al Abdallah, N.S.Adeen,2010– Excitation of Surface Plasma Oscillations in Continuous Ag Thin Films, Journal of AL Baath University, VOL31,NO12, In Arabic

[9] Physical Encyclopedia . Moscow 1965–1966

[10] C. KITTEL, 1996–Introduction to Solid State Physics, Jon Wilg 17, New York, P270–280.

[11] D.JAN, K.CHINGLEE, 1991– Excitation Of Surface Plasma Surface Wave In Layered Structure Of Au/Ag Thin Films– CHINESE JOURNAL OF PHYSICS, VOL. 29, NO.1, P1–8.

[12] M. DRESSELHAUS, 2001– Solid State Physics Part II. Optical Properties of Solids.P 2–57.

[13] J. singh, J. Wiley,2006– optical properties of condensed matter and applications. Darwin University, Australia,P1–441

[14] E. VALKONEN, B. KARLSSON ,C-G. RIBBING, 1983– Solar Optical Properties of Thin Films of Cu, Ag, Au, Cr, Fe, Co, Ni And Ai– Solar Energy, Vol. 2, No. 2. pp. 211–222.

[15] R. KADHIM, 2016– Study of Some Optical Properties of Polystyrene – Copper Nano composite Films– Journal of World Scientific News, WSN 30,P 14–25

- [16] S. TAHA, A. ABDUL- HAMEAD, A. MEHSIN, R.MAHMOOD, 2015- Study Some Structural and Optical Properties of Copper Nano Film-IJAIEM, Vol 4, Issue 1, P1-6.
- [17] R. AL-ABDELLAH, 1980- Plasma resonance of granular thin films- Ph. D. thesis.USSR . Ckarkov.
- [18] M.ORDAL, R. BELL, R. ALEXANDER, JR, L. LONG, M. QUERRY ,1985-Optical properties of fourteen Metals in the infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W- Optical Society of America ,Vo. 24, No.24, P 4493-4499.
- [19] W. WERNER, K. GLANTSCHING, C. DRAXL, 2009- Optical constants and inelastic electron scattering Data for 17 Elemental Metals- Journal of phys. chem, vol. 38, No. 4, P1013-1061.
- [20] P. JONSON, R. CHRISTY, 1972-Optical Constants of the Noble Metals- Physical Review B, Vol 6. No12, P1-10.
- [21] R.AI-ABDALLAH, A.MOLHEM, A.Alaes, 2023-A Study of Optical Properties of Copper Thin Films and Processing Their Results According to Droude's Theory, Journal of Al-Baath University, Vol 45.No17, pp71-104 In Arabic
- [22] H. EHRENREICH, H. PHILIPP, 1962- Optical Properties Of Ag and Cu-Generl Electrical Research Laboratory Physical Review,V 128,NO4,P 1622-1629.

[23] D. NASH, J. SAMBLES, 1985 –Surface plasmon polariton study of the optical dielectric function of copper– JOURNAL OF MODERN OPTICS, Vol. 42, No.8 P 1639–1647.

[24] M. Otter,1961– Temperaturabh/ingigkeit der optischen Konstanten massiver Metalle Zeitschrift fur Physik, Vol.161,P539–549

[25] A. Rakic , A. Djurisić , J.Elazar, M. Majewski,1998–Optical properties of metallic films for vertical–cavity optoelectronic devices, Journal Optical Society of America APPLIED OPTICS , Vol. 37, No. 22,pp. 5271–5283

[26] A. Seaver ,2008–Some Comments on the Charge Decay Paradox in Metals ,Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatics ,pp. 1–11

[27] S. Kasap ,2002–Principles of Electronic Materials and Devices ،