

دراسة بعض خواص السيليكون المهدرج غير المتبلور (a-Si:H) بحساب طيف أزمنة الاسترخاء

الدكتور حسن سليمان*

(قبل للنشر في 2000/6/29)

□ الملخص □

يهدف هذا البحث إلى دراسة خواص السيليكون المهدرج الأمورف (غير المتبلور) Amorphous Silicon Hydrogenated (a-Si:H) بطريقة جديدة في حساب أطياف أزمنة الاسترخاء وذلك عن طريق حل معادلة تكاملية طرفها الأيسر عبارة عن التفاف Convolution بالنسبة لتحويلات موللين Mollin، أما طرفها الأيمن فيعبر بشكل تجريبي. ويهدف أيضاً إلى دراسة أطياف أزمنة استرخاء عدد من عينات الـ a-Si:H المحضرة بدرجات حرارة قاعدة Substrate Temperature (T_s) مختلفة وعرض نتائج تحليل العلاقات التجريبية لسعة مكثفة Capacity رقائق a-Si:H كتابع للتردد على أساس نموذج ثنائي-الطور باستخدام الطريقة الجديدة لحساب أطياف أزمنة الاسترخاء Y(t) ومن النتائج الهامة التي تم التوصل إليها في هذا البحث تطبيق طريقة رياضية جديدة لدراسة خواص a-Si:H، بما فيها طيف أزمنة الاسترخاء ضمن المجال الترددي 35 MHz-50 kHz استناداً إلى نموذج ثنائي الطور لـ Paul و Anderson وتعيين ارتفاع حاجز الكمون الذي تراوحت قيمته في المجال 0,3-0,6 eV وحساب الزمن الوسطي اللازم كي تنتقل حوامل الشحنة الكهربائية من فوق حاجز الكمون بين "الأعمدة" المتجاورة الذي تراوحت قيمته في المجال 10⁻⁴ sec . 3,74 . 10⁻⁹ المتوافق مع الزمن المميز لعمليات الاسترخاء الأكثر احتمالاً وربط نتائج حساب (Y(t) بتوزيع التوزيع الطاقى لكثافة الحالات المتوضعة في الفتحة المتحركة للرقائق a-Si:H.

*مدرس في قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، اللاذقية، سوريا.

Study Some properties of Hydrogenated Amorphous Silicon (a-Si:H) by Calculation The time of Relaxation Spectrum

Dr. Hasan SOULEMAN*

(Accepted 29/6/2000)

□ ABSTRACT □

The aim of this work is to study a new mathematical method for calculation the time of relaxation spectrum for investigation of hydrogenated amorphous silicon (a-Si:H) properties by solution an integral equation. The left side of this equation is a convolution according to time relaxation spectrum of Mollins transformations. The nucleus of this equation is determined by classical Deby,s formula. However the right side of the equation is determined empirically.

In addition, the aim of this work is to study of time relaxation spectrum of a-Si:H films, prepared at different values of the substrate temperature T_s , show results of based on the two-phases model empirical frequency function analyzes of capacity a-Si:H films by using the new mathematical method for calculation the time of relaxation spectrum $Y(t)$ and relaxation times with density of states distribution in the mobility gap of a-Si:H. Important results in this work used a new mathematical method for study a-Si:H properties including spector of relaxation times at frequency range 50 KHz – 35 MHz in according with two – phases model Paul and Andersson, determine the height potential barrier 0,3 – 0,6 eV , calculation the mean time for hopping electrical charge carriers up potential barrier between nearly “columns” $3,74.10^{-9} - 10^{-4}$ sec which is agree with characteral time for more intensity relaxation processes and binding results of $Y(t)$ calculation with energy distribution of density localized states in mobility gap a-Si:H films.

*Lecture at Physics Department, Faculty of Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.

المقدمة:

تتميز المواد نصف الناقلة والعازلة بأنواع عدة من الإسترخاءات، والعناصر التي تقوم بهذا الدور قد تكون ذرات وجزيئات ومجموعات ذرية وثنائيات أقطاب وعيوب... الخ ، يتميز كل نوع منها بزمن استرخاء (t) Relaxation time. إذا وجد نوع واحد من الإسترخاءات في المادة المدروسة فإن التمثيل الواضح للمركبتين الحقيقية $e''(w)$ والتخيلية $e'(w)$ للسماحية الكهربائية يتم بواسطة ما يسمى مخطط كاول . كاول Coal- Coal Diagram $e'' = f(e')$ [1]. تتعين بشكل عام العلاقة المتبادلة بين تابع توزع أزمنة استرخاء المادة $[Y(t)]$ ووسطائها

Parameters (مثلاً قيمة مركبات السماحية الكهربائية العقدية كتابع للتواتر w) بواسطة معادلتين ديبياي التاليتين [2]:

$$e''(w) = e_p + (e_s - e_p) \int_0^{\infty} \frac{U(t) dt}{1+(wt)^2}; \quad (1)$$

$$e'(w) = \frac{s_0}{\epsilon_0 w} + (e_s - e_p) \int_0^{\infty} \frac{U(t) wt dt}{1+(wt)^2}. \quad (2)$$

حيث أن e_s : السماحية الكهربائية الساكنة التي توافق الشرط $w \ll 1$: التوتر الزاوي، e_p : السماحية الكهربائية الضوئية Optical electrical Permeability التي توافق الشرط $w \gg 1$ ، و ϵ_0 ثابت العزل الكهربائي للخلاء و S_0 : الناقلية الكهربائية النوعية Conductivity في حالة التيار المستمر. وتعطى السماحية الكهربائية العقدية بالعلاقة التالية:

$$\tilde{\epsilon}(w) = e'(w) + i e''(w) \quad (3)$$

حيث أن: $i = \sqrt{-1}$.

يمكن في هذه الحالة أن نتعين قيمة t من العلاقة $e'' = f(e')$ وفق طريقة نموذجية [3,2] غير أنه في المواد نصف الناقلة والعازلة الحقيقية يعتبر شكل مخطط كاول . كاول حالة خاصة أكثر من كونه قاعدة عامة. فعادةً تخضع العلاقات التجريبية $e'' = f(e')$ لتقريب معين. ويعطي الحساب وفق الطريقة المذكورة [3,2] القيمة الوسطية (على كامل الطيف Spectrum) الأكثر احتمالاً لزمن الاسترخاء \bar{t} . غير أن تعيين شكل طيف زمن الاسترخاء $Y(t)$ وكل ميزاته الكمية غير ممكنة وفق هذه الطريقة وتتعد المسألة أكثر فأكثر إذا كانت المواد المدروسة تملك تركيباً طورياً غير متجانس Inhomogeneous أو توزعاً فراغياً للمركبات بما فيها المواد الصلبة غير البلورية Amorphous Solids [5,4] ، كالسيليكون المهدرج غير المتبلور. يعتبر غياب الدورية الفراغية في ترتيب ذرات المواد غير البلورية من أهم الخواص المميزة لها [6].

يؤدي البحث عن التابع المجهول $Y(t)$ عادةً إلى الطريقة الرياضية التالية: تعيين شكل التابع المجهول قبل إجراء الحسابات حيث تعين وسطاؤه الكمية من خلال مقارنتها بواسطة المعادلة (1) أو (2) مع معطيات تجريبية يتم الحصول عليها [7]. وما زالت تستخدم حتى الآن طرق أكثر بساطة تعتمد على سبيل المثال على تحليل مخطط كاول . كاول [3]. تتمثل السلبية الأساسية لهذه الطرق في عدم إمكانية استعادة التابع المجهول بشكل كامل: يدور الحديث هنا فقط حول

التقييم الكمي لوسطائه المنفصلة (كزمن الاسترخاء الأكثر احتمالاً مثلاً).

تم في هذا البحث ما يلي:

- دراسة ومعالجة طريقة رياضية أكثر دقةً لتقريب المعطيات الأولية تسمح بزيادة دقة حساب الطيف $Y(t)$ بشكل حقيقي.
- دراسة خواص السيليكون الأمورف (غير المتبلور) المهدرج $a\text{-Si:H}$ استناداً إلى النموذج الرياضي الجديد وحساب أطراف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة لـ $a\text{-Si:H}$ و ربطها بنتائج حساب أطراف أزمنة الاسترخاء.
- دراسة ومعالجة نتائج تحليل العلاقات التواترية التجريبية لسعة الرقائق $a\text{-Si:H}$ على أساس النموذج ثنائي الطور للمادة المدروسة باستخدام الطريقة الرياضية الجديدة.

الدراسة النظرية والتحليلية:

إن المعلومات الخاصة بالتابع $Y(t)$ (الاحتمال النسبي لأن يكون زمن الاسترخاء مساوياً إلى t) موجودة في العلاقة التجريبية (3) لمركبتي السماحية الكهربائية (الحقيقية والتخيلية) للمادة المدروسة. وكما هو مبين في [2] يعبر عن معادلتين ديبياي Deby's Formula المتضمنة طيف أزمنة الاسترخاء بالعلاقتين (1) و (2).

عندما يوجد في الجملة المدروسة زمن استرخاء وحيد يتحول التابع $Y(t)$ إلى التابع d (تابع دلتا)، أما العلاقتان (1) و (2) فتؤولان إلى الشكل التقليدي لديبياي [2]. يمكن حساب الطيف $Y(t)$ اعتماداً على المعطيات التجريبية باستخدام إحدى العلاقتين (1) أو (2). وطبقت في هذا البحث العلاقة التي يمكن الحصول عليها من العلاقة (1) وذلك باستبدال المقدار $e\phi(w)$ بقيمة سعة المكثفة للمادة المدروسة كتابع للتواتر الزاوي w : $C(w) = Ke\phi(w)$ حيث أن K : ثابت يتعلق بأبعاد العينة المدروسة. وهكذا نجد أن:

$$C(w) = C_{\infty} + (C_s - C_{\infty}) \int_0^{\infty} \frac{Y(t) dt}{1 + (wt)^2}$$

وبالتالي:

$$\frac{C(w) - C_{\infty}}{C_s - C_{\infty}} = \int_0^{\infty} \frac{Y(t) dt}{1 + (wt)^2} \times \quad (4)$$

يرتبط اختيار الصيغة (1) بسهولة إيجاد قيمة السعة $C(w)$ بقياس واحد. في حين يتطلب تعيين $e\phi(w)$ قياس وسيطين Tow Parameters لأن $d = e\phi(w) \operatorname{tg} d = e\phi(w)$ (زاوية فقد الطاقة) مما يزيد من حجم العمل في الحصول على المعطيات الأولية وأيضاً من أخطاء القياس التي يمكن أن ترتكب.

يمكن تقريب الطرف الأيسر من العلاقة (4) في كل نقطة من نقاط الطيف (w_i, C_i) ($w_i > w_{i+1}; 1 \leq i \leq n$) بالعلاقة التالية:

$$\int_{j=1}^i m_j e^{-a_{ij}(w_i - w_0)} = \frac{C(w_i) - C_{\infty}}{C_s - C_{\infty}} \int_0^{\infty} \frac{Y(t) dt}{1 + (wt)^2} \quad (5)$$

حيث أن $m_j = -1$ إذا كان التابع Z متناقصاً أي إذا كان $(w_i, C_i) > (w_{i+1}, C_{i+1})$ و $m_j = +1$ في الحالة المعاكسة

$$w_0 = \frac{w_n^2}{w_n - 1} \text{ وتتعين المعاملات } a_{ij} \text{ من الشرط الناتج من العلاقة (5) الذي يعطى بالعلاقة:}$$

$$a_{ij} = \ln \hat{e} (w_i) - \sum_{j=1}^{i-1} e^{-a_{ij}(w_i - w_0)} \times (w_0 - w_i)^{-1} \quad (6)$$

لندخل الآن الرمز التالي: $k(w, t) = 1/[1 + (wt)^2]$

تأخذ عندئذ العلاقة (4) الشكل:

$$\int_0^{\infty} Y(t) k(w, t) dt = j(w) \quad (7)$$

إن المعادلة التكاملية (7) التي تحتوي على التابع المجهول $Y(t)$ ليست سوى معادلة من نوع الالتفاف Convolution بالنسبة لتحويلات موللين Mollin's Transformations [7]، ثم إن مسألة إيجاد هذا التابع $Y(t)$ أي طيف أزمنة الاسترخاء Spectrum of the relaxation times من المعادلة (7) "غير دقيقة" أو "غير صحيحة" Uncorrected بالمعنى الرياضي الكلاسيكي [10,9,8]: يمكن أن تؤدي الترجحات الصغيرة المرتكبة (في حدود الخطأ التجريبي) في تعيين التابع $j(w)$ إلى أخطاء جسيمة (حتى عدة مراتب) في تعيين التابع $Y(t)$. وكثيراً ما تظهر مثل هذه المشاكل أثناء معالجة وتحليل النتائج التجريبية الفيزيائية، [10,9]. وتستخدم لحل مثل هذه القضايا طرق رياضية خاصة قادرة على تأمين استقرارية الحل الناتج دون أن يتأثر بأخطاء القياس المرتكبة أثناء تعيين الطرف الأيسر من المعادلة التكاملية (4). نذكر من هذه الطرق الرياضية طريقة انتظام تيخونوف Tichonov's Normalization Method [8]، التي تستخدم في البحث الحالي لإيجاد حل المعادلة (7).

نرمز بـ $F(s)$ و $F(-s)$ و $Q(s)$ لتحويلات موللين للتتابع $j(w)$ و $Y(t)$ و $k(w, t)$ على التوالي المعرفة في [11,7] بعلاقات من الشكل:

$$M \{j(w)\} = F(s) = \int_0^{\infty} j(w) w^{s-1} dw \quad (8)$$

سوف نستخدم فيما بعد جملة العلاقات التالية:

$$\begin{aligned} M \{w\} &= s \\ M \{j(w)\} &= F(s) \\ M \{Y(t)\} &= F(-s) \\ M \{k(w, t)\} &= Q(s) \end{aligned} \quad (9)$$

بضرب طرفي المعادلة (7) بالمقدار w^{s-1} وإجراء التكامل بالنسبة لـ w نحصل على ما يلي:

$$\int_0^{\infty} j(w) w^{s-1} dw = \int_0^{\infty} Y(t) dt \int_0^{\infty} k(w, t) w^{s-1} dw \quad (10)$$

يمكننا كتابة المعادلة (10) على الشكل التالي:

$$\int_0^{\infty} j(w) w^{s-1} dw = \int_0^{\infty} Y(t) dt \int_0^{\infty} k(w, t) \frac{(wt)^{s-1}}{t^{s-1}} \cdot \frac{d(wt)}{t}$$

ومنه:

$$\int_0^{\infty} j(w) w^{s-1} dw = \int_0^{\infty} Y(t) t^{-s} dt \int_0^{\infty} k(w, t) (wt)^{s-1} d(wt)$$

بالاستفادة من العلاقة (8) ومجموعة العلاقات (9) نجد أن:

$$F(s) = Q(s) \int_0^{\infty} Y(t) t^{-s} dt \quad (11)$$

لكن بحسب خواص تحويلات موللين [7] فإن:

$$\int_0^{\infty} Y(t) t^{-s} dt = F(1-s) \quad (12)$$

وبأخذ العلاقة (12) في عين الاعتبار نستطيع أن نكتب العلاقة (11) على الشكل التالي:

$$F(s) = F(1-s)Q(s)$$

ومنه:

$$F(1-s) = \frac{F(s)}{Q(s)} \quad (13)$$

وكما هو موضح في [7] فإن:

$$M \int_1^{\infty} \frac{1}{a} m_j e^{-a_{ij}(w_i - w_0)} \frac{dw}{p} = \int_1^{\infty} \frac{1}{a} m_j \frac{e^{a_{ij}w_0} G(s)}{a_{ij}^2} \circ F(s) \quad (14)$$

حيث أن $G(s)$ تابع غاما ($s > 0$) و المعروف بالعلاقة:

$$G(s) = \int_0^{\infty} t^{s-1} e^{-t} dt \quad \text{ثم أن:}$$

$$M \int_1^{\infty} \frac{1}{1 + (wt)^2} \frac{dw}{p} = \frac{p/2}{\sin(p s / 2)} \circ Q(s) \quad ; (0 < s < 2) \quad (15)$$

نعوض الآن كلاً من العلاقتين (14) و (15) في العلاقة (13) فنجد أن:

$$F(1-s) = \frac{2}{p} \int_1^{\infty} \frac{1}{a} m_j e^{a_{ij}w_0} (a_{ij})^{-s} \sin(p s / 2) G(s) \quad ; 0 < s < 2 \quad (16)$$

ونحصل بتطبيق تحويلات موللين العكسية Mollin's Inverse Transformations على طرفي المعادلة (16) على العلاقة:

$$\begin{aligned} M^{-1}\{F(1-s)\} &= M^{-1} \int_1^{\infty} \frac{2}{p} \frac{1}{a} m_j e^{a_{ij}w_0} (a_{ij})^{-s} \sin\left(\frac{p s}{2}\right) G(s) \frac{dw}{p} \\ &= \frac{2}{p} \int_1^{\infty} \frac{1}{a} m_j e^{a_{ij}w_0} M^{-1} \int_1^{\infty} (a_{ij})^{-s} \sin\left(\frac{p s}{2}\right) G(s) \frac{dw}{p} \end{aligned} \quad \text{ومنه:}$$

$$M^{-1}\{F(1-s)\} = \frac{2}{p} \int_1^{\infty} \frac{1}{a} m_j e^{a_{ij}w_0} \sin(a_{ij}w_0) \quad (17)$$

حيث أن:

$$M^{-1} \int_1^{\infty} (a_{ij})^{-s} \sin(p s / 2) G(s) \frac{dw}{p} = \sin(a_{ij}w) \quad (18)$$

ونجد استناداً إلى خواص تحويلات موللين [12] أنه إذا كان $M\{j(w)\} = F(s)$ و $t = \frac{1}{w}$ فإن:

$$M\{Y(t)\} = F(-s)$$

أضف إلى ذلك، إذا كانت هذه العلاقة الأخيرة محققة فإن:

$$M \{t^a Y(t)\} = F(a-s) \quad (19)$$

وبفرض أن $a=1$ فإن العلاقة (19) تصبح على الشكل:

$$M \{Y(t)\} = F(1-s)$$

ومنه:

$$t Y(t) = M^{-1} \{F(1-s)\} \quad (20)$$

وبالاستفادة من هذه الخواص نجد أن المعادلة (17) تأخذ الشكل التالي:

$$Y(t) = \frac{2}{pt} \sum_{j=1}^i \dot{a}_j m_j e^{a_{ij} W_0} \sin(a_{ij}/t) \quad (21)$$

لو كان الطرف الأيمن من المعادلة (7) عبارة عن تابع تحليلي معرّف بالعلاقة (5) لكان حل المعادلة (7) عبارة عن المساواة (21). لكن بما أن التابع $J(W)$ هنا عبارة عن تابع تجريبي، فمن الضروري تطبيق عملية الانتظام أو التصحيح من أجل الحصول على حل مستقر لا يتأثر بالترجحات الصغيرة التي سوف يتعرض لها الطرف الأيسر من المعادلة التكاملية (7). يأخذ الحل المنتظم للمعادلة التكاملية (7) بمساعدة تحويلات موللين وبلاستفاد من المعادلة (16) الشكل التالي:

$$F_b(1-s) = \frac{2}{p} \sum_{j=1}^i \dot{a}_j m_j e^{a_{ij} W_0} \frac{e^{-s} \sqrt{c_{ij}^2 + b^2} \dot{u}^{-s}}{\dot{u}} G(s) \sin \frac{c_{ij}}{b} \dot{u} \quad (22)$$

تختلف المعادلة الأخيرة (22) عن المعادلة (16) بوجود وسيط الانتظام $b^3 0$ والمعاملات الجديدة C_{ij} ، حيث أن: $C_{ij} = (a_{ij}^2 - b^2)^{1/2}$. وليس من الصعب أن نلاحظ أن المعادلة (22) تؤول إلى المعادلة (16) عندما $b=0$. وكما نلاحظ فإن الطريقة المتبعة هنا لإيجاد الحل المنتظم للمعادلة المطروحة (7) تختلف بعض الشيء عن الطرق الرياضية المعروفة لحل قضايا رياضية مشابهة [8]. بتطبيق تحويلات موللين العكسية على طرفي المعادلة (22) نحصل بشكل مشابه للمعادلات (16) _ (19) على الحل المنتظم المنشود للمعادلة (7):

$$Y_b(t) = \frac{2}{pt} \sum_{j=1}^i \dot{a}_j m_j e^{a_{ij}(W_0 - bw)} \sin(C_{ij}/t) \quad (23)$$

نلاحظ هنا أن المقدار $\sin(C_{ij}/t)$ عبارة عن تابع دوري بالنسبة لـ $1/t$ وعندما $C_{ij}/t > p$ يمكن لهذا التابع أن يغير إشارته. وهنا يبدو لنا للوهلة الأولى أن هذا التغير يتناقض مع المعنى الفيزيائي لمعادلة ديبياي (1). غير أن الحقيقة ليست كذلك. لأنه في الواقع إذا اعتمدنا على الاعتبارات الفيزيائية فيجب أن نتوقع سلوكاً مشابهاً لثنائيات الأقطاب (في حالة الحقل الكهربائي المتناوب) ذات قيم مضاعفة لأزمنة الاسترخاء Relaxation Times. وهذا ينعكس في المعادلة (23) من خلال دورية التابع $\sin(C_{ij}/t)$.

توافق القيم السالبة للتابع $Y_b(t)$ الحالة التي من أجلها سوف تتحرك ثنائيات الأقطاب الكهربائية الخاملة Inert Electrical Dipoles في لحظات زمنية محددة بعكس قوى الحقل الكهربائي الخارجي الذي يتغير اتجاهه بشكل سريع قبل أن تنتهي عملية استرخاء ثنائيات الأقطاب هذه.

يمكننا أن نبين أن تطبيق العلاقة (23) في مجال التواترات الذي يتم فيه قياس سعة العينة $C(W)$ المدروسة والأكبر من تواتر أعظمي ما W_1 يكافئ تقريب طيف أزمنة الاسترخاء بتابع إشارته متغيرة يتذبذب حول محور السينات وسعته تتناسب عكساً مع ازدياد t . من الواضح أنه لا يمكن للتيف الحقيقي لأزمنة الاسترخاء أن يتوافق مع هذا النموذج البسيط

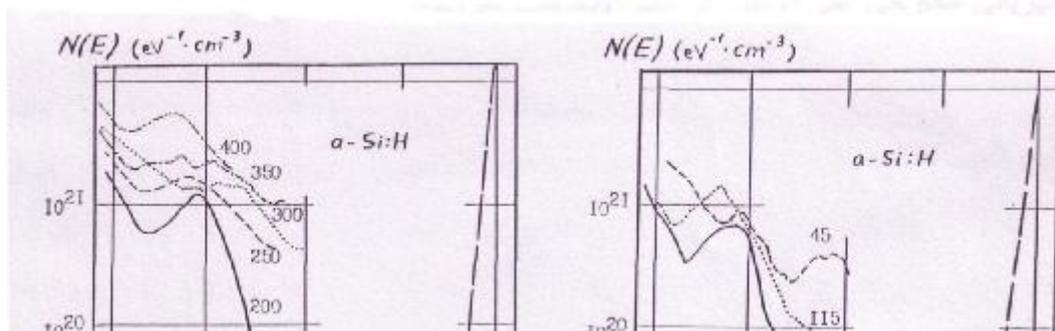
له معنى فيزيائي.

تتمثل وجهة النظر المطروحة هنا في أن النتائج التي تم الحصول عليها في هذا البحث ذات علاقة مباشرة بقضية العلاقة المتبادلة بين الميزات الكهروفيزيائية لـ $a\text{-Si:H}$ وعدم التجانس الفراغي للمادة. نذكر بأن Anderson و Paul كانا قد ربطا في عام 1981 التغير الحاد في وسائط النقل الكهربائي الذي تم الحصول عليه من قبلهما في $a\text{-Si:H}$ عند بلوغ قيمة حدية ما للوسيط المتغير (وهو ضغط المزيج Ar-H أثناء الحصول على العينات) بتشكيل بنية أو تركيب ثنائي الطور في المادة [13]. و في أبحاث لاحقة لهذين الباحثين وغيرهما، تم التأكد من أن الرقائق تتصف بطورين أساسيين: الأول أنها بنية "عامودية" (تحتوي "أعمدة")، حيث اعتبرت أن مادة "الأعمدة" تشكل طوراً أساسياً في تركيب الرقاقة، أما الطور الأساسي الآخر عبارة عن "النسيج الرابط" الذي يشغل الفواصل ما بين "الأعمدة". كل طور من هذين الطورين يملك ميزات كهروفيزيائية خاصة به، و يمكن إظهار الفرق بين ميزات كل من هذين الطورين تجريبياً وخاصةً أن تحليل أطيف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة في $a\text{-Si:H}$ دل على أن قطاعات الطيف المتاخمة لقعر عصابة الناقلية (E_c) وسقف عصابة التكافؤ (E_v) تتشكل من المادة الموجودة داخل "الأعمدة"، أما قمم كثافة الحالات المتوضعة في عمق الفتحة المتحركة فتتشكل من مادة "النسيج الرابط" [15,14].

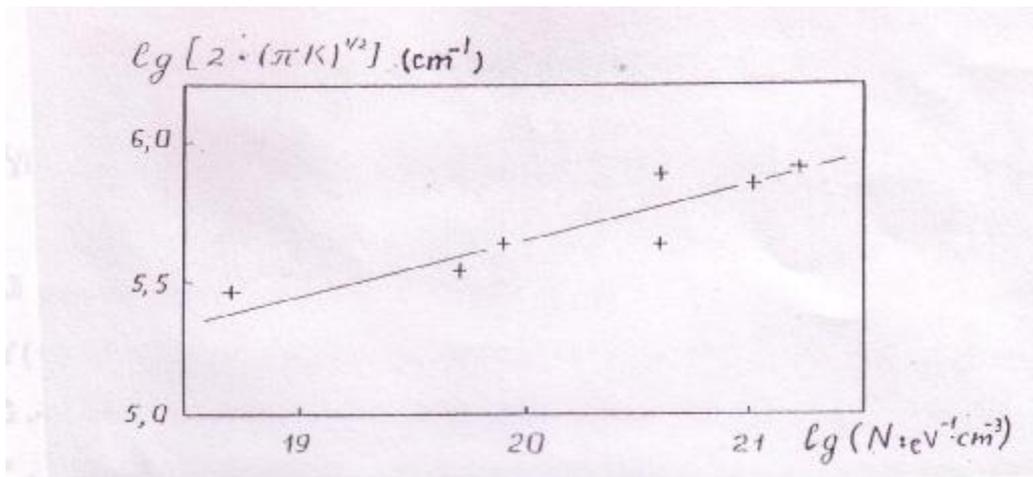
تم حساب أطيف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة للعينات $a\text{-Si:H}$ المدروسة في هذا البحث وفق معطيات طريقة التيار الضوئي المستمر [16] باستخدام طريقة رياضية لحل معادلة Welter التكاملية من المرتبة الأولى من نوع الالتفاف [14]. نتائج حساب طيف كثافة الحالات التي تم الحصول عليها مبينة أدناه في الشكلين (3) و (4). يتجلى الاختلاف الأساسي بين أطيف كثافة الحالات المحسوبة في هذا البحث وتلك المبينة في [16] في وجود القمة الثانية لكثافة الحالات بقيمة عظمى عند $E_c - E = 1,55 - 1,75$ eV. تم اكتشاف القمة الأولى لهذا الطيف $E_c - E = 1,15 - 1,25$ eV في العينات المدروسة في هذا البحث وفي [16] أيضاً. واستناداً إلى الاعتبارات المبينة أعلاه نفترض بأن القمة الأولى لكثافة الحالات ناتجة من مساهمة مادة "النسيج الرابط". في الوقت الذي تتشكل فيه القمة الثانية من الحالات الواقعة داخل "الأعمدة". ويمكن التحقق من قانونية هذا التشخيص للقمة الأولى لكثافة الحالات تجريبياً عن طريق مقارنة مطال هذه القمة مع طول محيط "الأعمدة" المتوضعة في واحدة سطح الرقاقة [15]. ويحسب هذا الطول من العلاقة $L = 2(\pi K)^{0.5}$ ، حيث K : تمثل الكثافة السطحية "للأعمدة" في الرقائق التي تُعين من نتائج الدراسة الإلكترونية المجهرية [17]. يبين الشكل (5) علاقة لوغاريتم القيمة L بلوغاريتم مطال القمة الأولى لكثافة الحالات في الرقائق المدروسة في هذا البحث. نجد هنا أن التناسب الملحوظ ما بين القيم المشار إليها يدل على قانونية الفرضية الخاصة بطبيعة القمة الأولى لكثافة الحالات التي تم وضعها سابقاً.

يمكننا أن نفرض، استناداً إلى النتائج التي تم الحصول عليها في هذا البحث أن "النسيج الرابط" يشكل حاجزاً للكومون يفصل الحالات متساوية الطاقة في "الأعمدة" المتجاورة. يساوي الارتفاع الوسطي لطاقة حاجز الكومون E_b فرق الطاقات الموافقة للقيم العظمى لقمتي كثافة الحالات، و قد تأرجحت قيم هذا الارتفاع من أجل النماذج المدروسة في هذا البحث ضمن المجال $0,3 - 0,6$ eV. عندئذٍ يمكن أن يُحسب الزمن الوسطي t اللازم كي تنتقل حوامل الشحنة الكهربائية من فوق حاجز الكومون بين "الأعمدة" المتجاورة عند درجة الحرارة T للينة من العلاقة التالية [2]:

$$t = \frac{1}{\sigma n} \exp(E_b / kT) \quad (24)$$



الشكلان 3 و 4: أطياف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة للعينات a-Si:H المدروسة في هذا البحث. توافق الأرقام المكتوبة بجوار المنحنيات قيم T_s (بالدرجات المئوية) التي تم من أجلها الحصول على العينات.

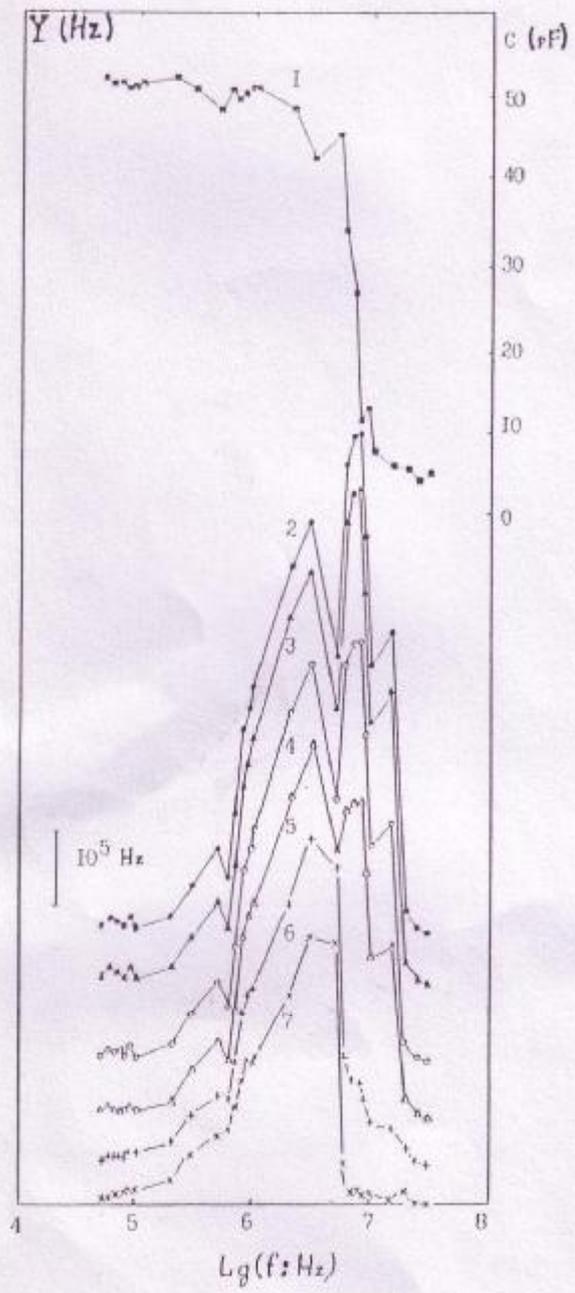


الشكل (5): علاقة اللوغاريتم العشري للطول الوسطي لمحيط الأعمدة التي تشغل مساحة قدرها 1 cm^2 باللوغاريتم العشري لمطال القمة الأولى لكثافة الحالات في a-Si:H.

حيث أن الثابت $1/6$ يأخذ في الاعتبار أن انتقالات حوامل الشحنة الكهربائية من فوق حاجز الكمون تتم تحت تأثير الحقل الكهربائي الخارجي على الأغلب في أحد الاتجاهات الفراغية الستة الممكنة، و k : ثابتة بولتزمان. من أجل قيمة معقولة (من أجل المادة الموجودة داخل "الأعمدة") $\nu_0 = 5.10^{12} \text{ Hz}$ نجد أن الزمن الوسطي اللازم t كي تنتقل حوامل الشحنة الكهربائية من فوق حاجز الكمون في النماذج المدروسة في هذا البحث تتغير ضمن المجال : $10^{-4} - 3.74 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$. ليس من الصعب أن نرى أن هذا المجال المشار إليه يحوي ذلك المدروس تجريبياً. وهكذا نتوصل إلى أن التغيرات غير الكبيرة نسبياً (في حدود أجزاء عشرية من الإلكترون فولت) في التوضع المتبادل لقمي كثافة الحالات وفق تدرج الطاقة هي المسؤولة عن إزاحة العلاقات التجريبية لـ $C(f)$ وفق تدرج التواتر لأكثر من أربع مراتب. يمكن إلى جانب وجود الاختلافات الواضحة في العلاقات التواترية لوسائط رقائق a-Si:H المدروسة عند درجات حرارة

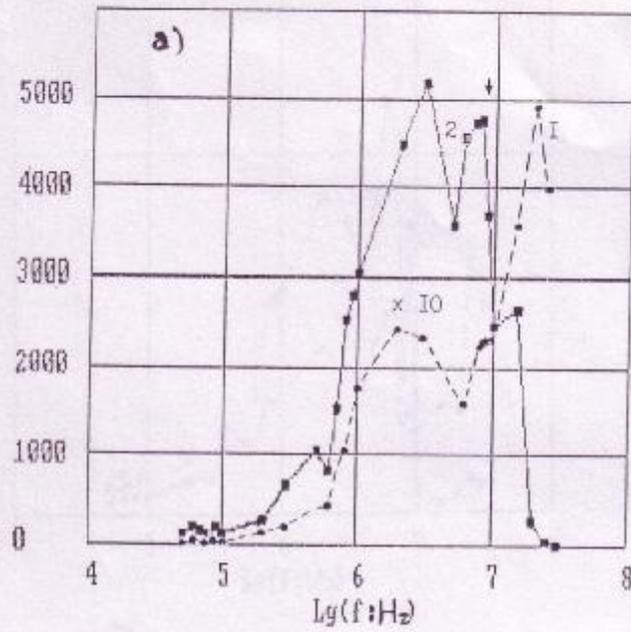
قاعدة مختلفة، أن تتميز بصفات مشتركة ناتجة عن وحدانية طبيعة المادة المدروسة. غير أنه، لا يمكن إبراز مثل هذه القطاعات المتشابهة في الشكلين (1,2) ولكن يمكن الحصول على نتائج موضوعية بحساب أطيف أزمنة الاسترخاء. وقبل أن ننقل مباشرة إلى تحليل النتائج التي تم الحصول عليها بطريقة الحساب $Y(t)$ لندرس كيف يتغير سلوك الطيف المجهول الذي نبحت عنه بزيادة وسيط الانتظام β . يبين الشكل (6) إلى جانب التابعية التواترية لسعة إحدى العينات $C(f)$ المدروسة في هذا البحث أطيف أزمنة الاسترخاء التي تم حسابها من أجل قيم مختلفة لـ β . فمن أجل القيم الصغيرة لوسيط الانتظام $10^{-4} - 0$ في الوقت يكون شكل $Y(t)$ مشابهاً للطيف غير المنتظم لأزمنة الاسترخاء (الطيف المحسوب بالطريقة التقليدية). ومع ازدياد قيم β يتغير مظهر $Y(t)$ بشكل ملحوظ وتكون أجزاءه الحقيقية ملساء أيضاً؛ بدلاً من وجود قمتين في $Y(t)$ في المجال التواتري $10^6 - 10^7$ Hz، تبقى قمة واحدة فقط. بتعبير آخر يمكن أن نقول، أنه من أجل القيم الكبيرة جداً لوسيط الانتظام يلاحظ إلى جانب إزالة الترجحات، التي كانت موجودة في الطيف المجهول والناجمة عن الارتباب المرتكب في تعيين الطرف اليساري من المعادلة (1) تشوه للمعلومات المفيدة المتوفرة في الطيف. غير أن أطيف أزمنة الاسترخاء التي سيتم وصفها لاحقاً هي من أجل قيم وسيط الانتظام الواقعة في المجال $1,2 \cdot 10^{-4} - 2,6 \cdot 10^{-4}$ التي من أجلها تلغى إمكانية إزالة الأجزاء الحقيقية للعلاقات التابعية (وهذا ما تم تأكيده من مقارنة هذه الأطيف مع الأطيف غير المنتظمة).

تبين الأشكال 7(a,b) و 8 أطيف $Y(t)$ للعينات a-Si:H الموافقة. ننوه إلى أن عملية تدرج محور السينات بالنسبة للوغاريتم العشري لـ f (و ليس لـ τ أو ω) لا تعني إجراء أية تغييرات على طريقة حساب $Y(t)$ وإنما هي الأسهل من الناحية العملية، لأنها تسمح بدون صعوبة مقارنة النتائج الحاصلة مع المعطيات الأولية. ثم أنه من السهل جداً الانتقال من f إلى ω و τ . يُشار بوساطة الأسهم الموجودة في الأشكال السابقة إلى القيم "الأكثر احتمالاً" لأزمنة استرخاء عينات المجموعة المدروسة المحسوبة بطريقة مخطط كاول-كاول [3] المنشورة في [17]. تجدر الإشارة إلى أن التطابق الحاصل في نتائج الحساب التي تم الحصول عليها بالطريقة المنوه إليها أعلاه [3] والطريقة المعمول بها في هذا البحث يعتبر جيداً. و نلاحظ أن النتائج الأخيرة تسمح بالحصول على معلومات عن قمم $Y(\tau)$ غير المسجلة بوساطة الطريقة الأكثر بساطة (مخطط كاول-كاول).

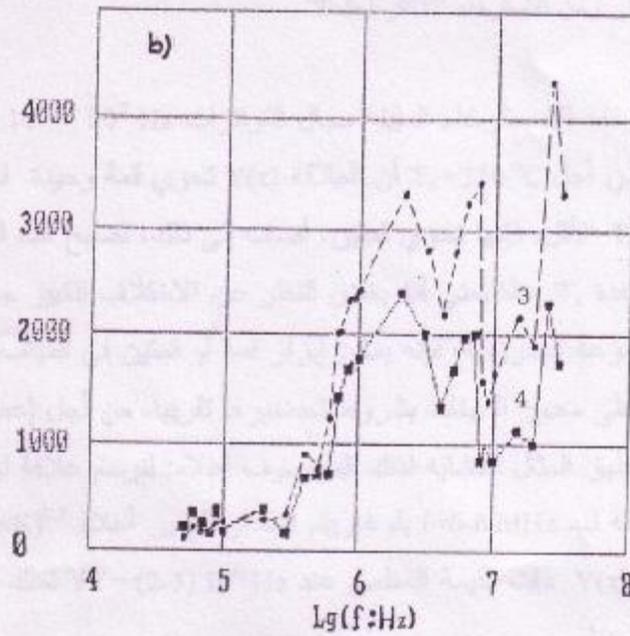


الشكل (6): التابعة الواتزية لسعة العينة $n\text{-Si:H}$ التي تم تحضيرها عند $T_s = 300\text{ }^\circ\text{C}$ (النحبي 1) و أطراف أزمنة استرخاء العينة المدروسة من أجل القيم المختلفة التالية لوسيط الانتظام: 2: $\beta=0$; 3: $\beta=0,00004$; 4: $\beta=0,0004$; 5: $\beta=0,001$; 6: $\beta=0,004$; 7: $\beta=0,01$

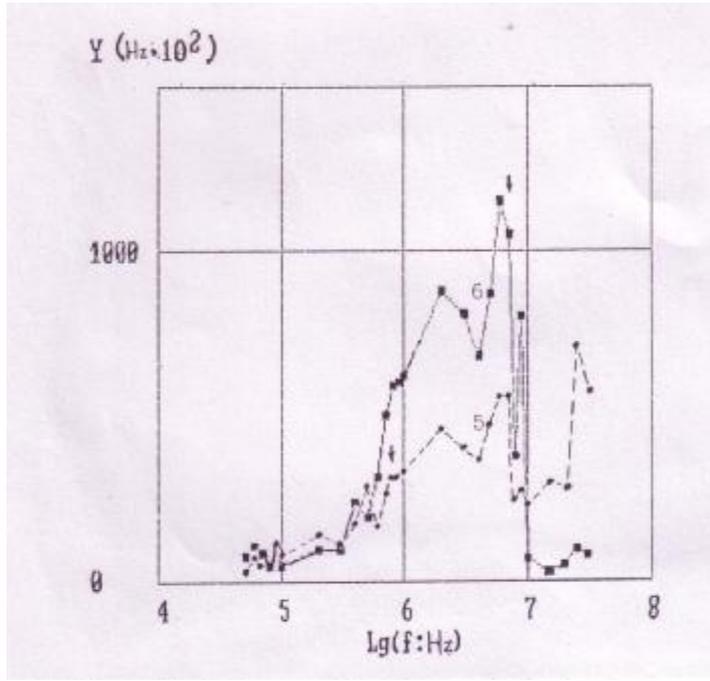
$Y (\text{Hz} \cdot 10^2)$



$Y (\text{Hz} \cdot 10^1)$



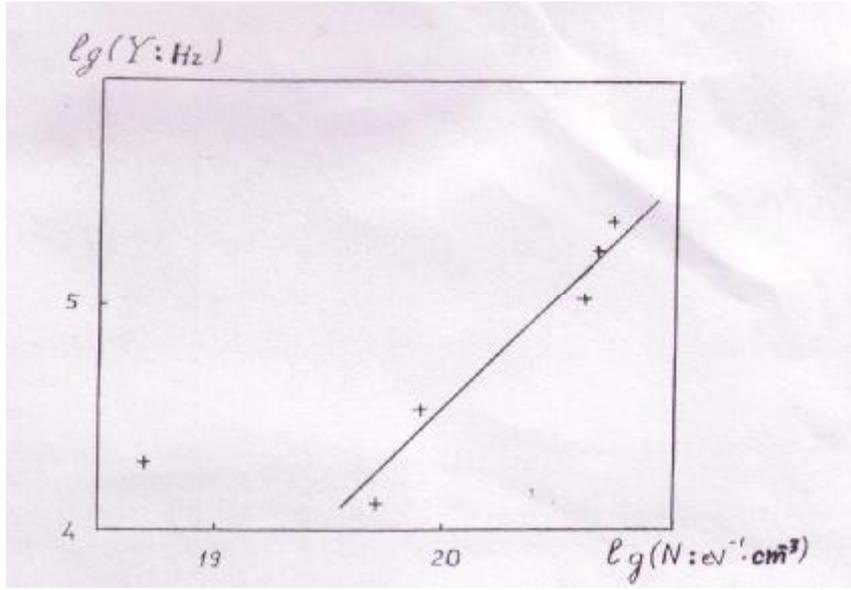
الشكل (a,b): أطراف أزمنة الاسترخاء المحسوبة بالطريقة الجديدة في الرقائق المحضرة عند قيم مختلفة لـ T_g : 1: $T_g = 350^\circ \text{C}$; 2: $T_g = 300^\circ \text{C}$; 3: $T_g = 200^\circ \text{C}$; 4: 170°C . تم تكبير قيم Y على المحور العمودي بمقدار عشر مرات بالنسبة للقيم الحقيقية من أجل المنحني الأول فقط.



الشكل (8): أطراف أزمنة الاسترخاء في العينات a-Si:H المحضرة من أجل قيم مختلفة لدرجة حرارة القاعدة T_s ; $5: T_s=130\text{ }^\circ\text{C}$; $6: T_s=45\text{ }^\circ\text{C}$. تشير الأسهم إلى زمن الاسترخاء "الأكثر احتمالاً".

يبرز في جميع أطراف أزمنة الاسترخاء المبينة مجال التواترات $10^6 - 10^7$ Hz الموافقة لقمم $Y(\tau)$ ذات المطالات الكبيرة نسبياً. يلاحظ من أجل $T_s=350\text{ }^\circ\text{C}$ أن العلاقة $Y(t)$ تحوي قمة وحيدة في المجال التواتري المشار إليه. ولكن من أجل قيم T_s الأقل، فإنها تحوي قمتين: أضف إلى ذلك، تصبح هذه القمم ضعيفة أكثر فأكثر مع تناقص قيم درجة حرارة القاعدة T_s . هذا يعني أنه بغض النظر عن الاختلاف الكبير جداً في العلاقات $C(f)$ من أجل عينات مختلفة من المجموعة المدروسة، فإنه يمكن إبراز قمة أو قمتين في أطراف أزمنة استرخاء هذه العينات التي لا تتعلق مواقعها على محور السينات بشروط تحضيرها تقريباً. من أجل إعطاء هوية خاصة للقمم المشار إليها لأزمنة الاسترخاء نطبق المثال المشابه لذلك الموصوف أعلاه: لنرسم علاقة لوغاريتم مطال القمة في $Y(t)$ ذات القيمة العظمى الموافقة لـ $f=6-8$ MHz بلوغاريتم المقدار المعين أعلاه $L = 2(\pi K)^{0.5}$ الشكل (9). نلاحظ أن العلاقة المشابهة لقمة $Y(\tau)$ ذات القيمة العظمى عند $f = (2-3) \cdot 10^6$ Hz لا تملك أية فروق نوعية عن الشكل (9) ولذلك لم يتم عرضها هنا.

تتوزع في الشكل (9) بشكل مشابه لما هو مبين في الشكل (5) معظم نقاط العلاقة التجريبية في جوار القطعة المستقيمة، مما يسمح بربط ظهور القمم المشار إليها في $Y(\tau)$ بعمليات الاستقطاب التي تحدث في "النسيج الرابط". إن تحديد الطبيعة الفيزيائية لهذه القمم الظاهرة في طيف أزمنة الاسترخاء يتطلب أبحاثاً ودراسات إضافية خارجة عن نطاق هذا البحث. غير أنه يمكن الإشارة إلى أن السبب الممكن للمفعول المشار إليه أعلاه



الشكل(9): علاقة اللوغاريتم العشري لمطال قمة أزيمة الاسترخاء (Y) ذات القيم العظمى maximum الموافقة للتردد $f=(6-8)10^5$ Hz .

التمثل في إضعاف قمم $Y(\tau)$ البارزة في مجال التواترات $10^6 - 10^7$ Hz يكمن في عدم التجانس Inhomogeneous أيضاً، ولكن هذه المرة في "النسيج الرابط" للرقائق المدروسة. بهذا الشكل نكون قد قمنا:

- بتطبيق طريقة رياضية جديدة لدراسة خواص a-Si:H، بما فيها طيف أزيمة الاسترخاء ضمن المجال الترددي 50 kHz-35 MHz استناداً إلى نموذج ثنائي الطور لـ Paul و Anderson [13]. و تعيين ارتفاع حاجز الكمون الذي تراوحت قيمته بين 0,3-0,6 eV.

- عرض نتائج تحليل تابعة السعة C لعينات a-Si:H بالتواتر f استناداً إلى النموذج المذكور أعلاه.
- ربط نتائج حساب أطيف أزيمة الاسترخاء بتتابع التوزيع الطاقى لكثافة الحالات المتوضعة في الفتحة المتحركة للرقائق a-Si:H.

1. تارييف ب. أم، كوروتكوف أن. ف، بيتروف ف. أم وآخرون، المواد الكهربائية الراديوية. المدرسة العليا، 1978 (باللغة الروسية).
2. أوريشكين بي. تي. فيزياء أنصاف النواقل والعوازل. أم: المدرسة العليا، 1977 (باللغة الروسية).
3. أخادوف يا. يو، خواص العازلية للسوائل النقية. أم: المدرسة -2 العليا، منشورات ستندارتوف، 1972 (باللغة الروسية).
4. .W. Zheng, Y.P. Huang, Z.J.He, A.Z.Li, and T.A.Tang, Microstructure, heat treatment, and Oxidation study of porous silicon; J.Appl. Phys. 81(1), 1997.
5. Ce Liu and Hongxu Wa, Computation of the effective dielectric constant of two component, three – dimensional mixtures using a simple pole expansion method, J.Appl. Phys. 82(1), 1997.
6. عدنان حافظ ميني، نظرية أنصاف النواقل اللامتبلورة. مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية، المجلد 14 (العدد 1) 1992.
7. كراسنوف أم . آل، كيسيلوف أ.أي. ماكارينكو إغ. إي، المعادلات التكاملية. أم: ناوكا، 1976 (باللغة الروسية).
8. تيخونوف أ. أن، أرسينين ف.يا، طرق حل المسائل غير الصحيحة، أم: -8 ناوكا. 1986 (باللغة الروسية).
9. ليغاتشوف ف.أ، نيكيتشوف تي.سي، غوردييف فز أن. فيليكوف ف. أن، تطبيق عملية الانتظام في حساب طيف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة بوساطة ثبات التيار الضوئي، المؤتمر العلمي العالمي في ألمانيا، 1987 (باللغة الروسية).
10. ليغاتشوف ف.أ، فيليكوف ف. أن، بوبوف أ. إي. المؤتمر العالمي التاسع، "أنصاف النواقل غير المتبلورة"، 1998 روسيا، المجلد الثالث، 151-154.
- 11- Mott N.F. and Davis E.A., Electron processes in non-crystalline materials, Second edition, Clarendon press. oxford, 1979.
- 12- G. Korn, T.Korn. Mathematical Handlbook, M.Graw- Hill Book Company, 1968.
- 13- Anderson P.A., Paul W., transport properties of a-Si:H alloys prepared by rf-sputtring, Phil. Mag. B, 1981, v. 44, No. 2, p.p. 187-213.
- 14- Paul W. Proc. 9-th Int. Conf. Vac. Congr., Madrid, 1983, p.p. 335-343.
- 15- لغاتشيف ف.أ، فيليكوف ف.أ، طريقة رياضية جديدة لحساب أطيف كثافة الحالات في الفتحة المتحركة لرقائق السيليكون الأمورفي، فيزياء و تقانة أنصاف النواقل، المجلد-25، 1991، 133-137.
- 16- Vanecec M., Abraham A., Stika., Gap states density in a-Si:H deduced for subgap optical absorption measurement on Shottky solar cells, Phys. Sol.(a), 1984, v. 83, p.p. 617-623.
- 17-Ligachov V.A., Condensation and transport properties of rf-sputtrig a-Si:H, Die Werke Zum 35, Int. Wissenschaftl. Koll., Ilemeno, DDR, 1990, Heft 4., s. 56-59.