الفصل الثالث
Chapter (3)

دراسة عن نمذجة ظاهرة الانـهيار في الأوساط الصلبة المستحث بواسطة أشعة الليزر
A study on modeling of the breakdown phenomenon in solids induced by laser radiation

(3-1) مقدمة (3-1) Introduction

في دراسة عن استخدام ظاهرة الانتزاع بالليزر في تحليل العينات أعطى بوجارتز و مجموعته (Bogaerts et al, 2003) نظرة عامة عن المداخل المختلفة لنمذجة هذه الظاهرة وقد وضع العديد من النماذج لدراسة ظاهرة الانتزاع بأشعة الليزر تعمل في مناطق مختلفة من حيث الطول الموجي (يغطي مدى من أشعة فوق بنفسجية إلى أشعة تحت حمراء) و شدة الاستضاءة تتروح ما بين 10^{10}- 10^{14} W/cm^2 و أطوال نبضة مابين الفيمتوثانية و النانوثانية. وأجريت الدراسات على مادة هدف تتغير ما بين المعادن و المواد العضوية الصلبة، أو وسط غازي يتغير من فراغ إلى ضغط جوي، كل هذه الظروف المختلفة أخذت في الاعتبار في التطبيقات العديدة لظاهرة الانتزاع بالليزر.و قد اشتركت معظم النماذج العددية التي وضعت لتفسير هذه الظاهرة في العمليات الحرارية بالآتي :

تسخين المادة الصلبة يتبعها انصهار و تبخر. و قد تم وصف تفاعل المواد الصلبة مع الليزر في نطاق ماكروسكوبي أي باستخدام معادلة التوصيل الحراري (Watanabe and Iguchi, 1999; Yoo et al, 2000; Zhang et al, 2001). و قد تحقق هذا الفرض لتفاعل نبضة الليزر في حدود النانوثانية خاصة للمعادن. في الحقيقة يمتص الضوء في المعادن بواسطة التفاعل مع الإلكترونات. حيث يمتص الإلكترون طاقة الفوتون الساقط ليرتفع لمستويات طاقة عالية في شريط التوصيل. عندئذ تصطدم الإلكترونات المثارة مع فونونات الشبيكة حيث تنقل

الطاقة الممتصة للشبيكة. و نظراً لأن زمن ارتخاء الطاقة للمعادن في حـــدود 1.639×10^{-3} s فيمكن اعتبار أن الطاقة البصرية تتحول لحظيا إلى حرارة في حالة الانتزاع بنبضات ليـــزر النانوثانية. حينئذٍ يمكن تطبيق مفاهيم درجة الحرارة و التوصيل الحراري (Ready , 1971) . أما لنبضات ليزر البيكوثانية و الفيمتوثانية فإنه لا يمكن النظر لتحول طاقة الإلكترون لحظيا إلى حرارة و لذلك طبق نموذج ذو درجتين للحرارة يصف التـــرابط بـــين درجـــة حـــرارة الإلكترون و درجة حرارة الشبيكة(Gudde et al, 1998; Wellershoff et al, 1999). بالإضافة إلى ذلك وضعت بعض النماذج الميكروسكوبية التي تعتمد على حل معادلة بولتزمان الانتقالية التي تصف انتقال الإلكترونات و كذلك التفاعل بين الإلكترون و الشـــبيكة (Qiu and Tien, 1993) أو تعتمد على محاكاة ديناميكية الجزيء في حالة المعادن (Ohmura and Fukumoto, 1996; Ohmura et al, 1998) أو للمواد العضوية الصلبة (Itina et al, 2002; Zhigilei et al, 2003) و هذه النماذج محددة في نطاق زمني قصير و ذلك بسبب طول زمن الحسابات. أمـــا النموذج الميزوسكوبيك Mesoscopic (MendesRibeiro et al, 1998; Stoneham et al, 1999) فهو يربط الظواهر الميكروسكوبية والماكروسكوبية. و يكون فيها نطاق الزمن أقل تحديـــدا عن محاكاة ديناميكية الجزئ حيث يمكن بطريقة كافية وصف سلوك حالـــة عـــدم الاتـــزان الحادة.

و قد استخدمت هذه النماذج لتفسير العديد من القياسات المعملية التي أجريت لدراسة تفاعـــل أشعة الليزر مع الأهداف الصلبة (Abdellatif and Imam, 2002; Hafez et al, 2003)

وقد أخذت هذه الدراسات في الاعتبار أن انهيار المواد الصلبة يقاس بنسبة الضرر في السطح الصلب الذي تحدثه أشعة الليزر الساقطة خلال زمن النبضة . وقد تم التركيز على المواد العازلة الشفافة مثل المكونات البصرية (العدسات والمرايا... وغيرها) التي تستخدم في أجهزة الليزر نفسها. وأوضحت هذه الدراسة أن ظاهرة الانهيار تتم في هذه الأوساط وفقاً لما يلي: تتكون الالكترونات الابتدائية بواسطة عملية الامتصاص متعدد الفوتونات أو التسخين الحراري في حالة الأجسام الصلبة، لتتزايد كثافتها بعد ذلك بواسطة عملية التصادم الالكتروني التدريجي عن طريق العملية العكسية لبرمشتراهلنج . ووجد أن شدة المجال الكهربي اللازم لانهيار الوسط في حالة المواد الصلبة تعطى بالعلاقة

$$E_{th} = \frac{e}{\varepsilon_0} \frac{N^{2/3}}{(n^2 - 1)} \qquad (3-1)$$

حيث N هي عدد الذرات في الوسط ، ε_0 هي معامل النفاذية ، n هي معامل انكسار الوسط .وقد أمكن تطبيق هذه العلاقة أيضا لتحديد شدة الاستضاءة اللازمة لانهيار الأوساط السائلة . وفي دراسة أخرى (Chylek et al, 1990) وجد أن ظاهرة الانهيار تحكمها عملية التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات وأن شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار تتناسب مع $P^{-1/K}$ ، حيث K معامل اللاخطية (أو عدد الفوتونات اللازمة لتأين الوسط).

من هنا نجد أن هناك تشابهًا بين النماذج العددية التي وضعت لتفسير ظاهرة الانهيار المستحث بواسطة أشعة الليزر في الأوساط الصلبة و السائلة و فيما يلي نقدم شرحاً للأسس الفيزيائية التي اعتمدت عليها النمذجة العددية لظاهرة انهيار المواد الصلبة بواسطة أشعة الليزر المؤدي إلى الضرر.

(3-2)Back ground on numerical model (3−2) خلفية عن النمذجة العددية

كان تضرر المواد العازلة بواسطة المجالات الكهربية ذات الشدة العالية محل دراسة عملية ونظرية للعديد من الباحثين ، مثل (Klein, 1969 ; Fradin, 1973 ;Bloembergen, 1974) وعلى الرغم من هذه المحاولات العديدة التي أجريت لوضع نموذج نظري لدراسة الضرر المستحث بواسطة أشعة الليزر في الهالوجينات القلوية ، فإنه لم يتم الحصول على نظرية يمكنها أن تفسر في وقت متلازم قيمة المجال الكهربي اللازم للانهيار كدالة في كل من درجة الحرارة ، والطول الموجي ، وزمن النبضة ، وكذلك طبيعة المادة . وخلال السنوات الماضية أجريت محاولات عديدة لوضع نماذج يمكن بها تفسير ظاهرة الانهيار في المواد الصلبة بواسطة أشعة الليزر كما سنرى فيما يلي .

فقد تمكن الباحث سباركس ومجموعته (Sparks et al, 1981) من وضع نظرية للالكترون التدريجي لتفسير الانهيار في المواد الصلبة . اعتمدت هذه الدراسة على تحديد قيمة شدة المجال الكهربي اللازم للانهيار كدالة في درجة الحرارة وزمن النبضة وكذلك طبيعة المادة.

وقد اعتمد هذا النموذج على معالجة رياضية مبسطة للحصول على شرط الانهيار من خلال حساب معدل فقد متوسط طاقة الالكترون للشبيكة ، ومعدل اكتساب متوسط طاقة الالكترون من المجال الكهربي ، ليكون على الصورة

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_E > \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_L \qquad (3-2)$$

حيث يمثل الطرف الأيسر معدل اكتساب الطاقة بواسطة الالكترونات من المجال الكهربي ، والطرف الأيمن يمثل معدل فقد لمتوسط الطاقة للالكترونات للشبيكة . حيث يعطى معدل الكسب على النحو التالي

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_E = \frac{1}{3}\sigma E^2$$
$$\sigma = \frac{e^2\tau_K}{m^*\left(1+\omega^2\tau^2 K\right)} \qquad (3-3)$$

حيث σ مساحة مقطع الطاقة المكتسبة ، e هي شحنة الالكترون ، E هي جذر متوسط مربع القيمة للمجال ، m^* هي الكتلة الفعلية للإلكترون ، ω التردد الزاوي للأشعة ، τ مقلوب معدل تبادل العزم بين الالكترونات والشبيكة .

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_L = \hbar\omega_{ph}\gamma_L \qquad (3-4)$$

حيث ω_{ph} متوسط تردد الفونون ، γ_L هي معدل فقد الطاقة خلال الاضمحلال ،وعليه فإن محصلة كسب الطاقة تعطى بالمعادلة

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{3}\sigma E^2 - \hbar\omega_{ph}\gamma_L \qquad (3-5)$$

وبتكامل هذه المعادلة واستخدام شرط الانهيار أمكن الحصول على علاقة تحدد قيمة شدة المجال اللازمة للانهيار والتي أمكن مقارنتها بالقياسات المعملية .

وقد تم تطبيق هذا النموذج مع مصادر من أشعة الليزر تعمل عند أطوال موجية تزيد عن $1\mu m$ ، وقد أمكن الحصول على توافق بين القياسات العملية والقيم المحسوبة . وأوضحت هذه الدراسات أنه يجب الأخذ في الاعتبار مساهمة كل من الفوتونات الضوئية والفونونات الصوتية لفقد طاقة الالكترون ، وكذلك انسياب طاقة الالكترونات على امتداد محور الطاقة . كما قدمت تفسيرات النموذج المبسط توقعات فيزيائية لظاهرة الانهيار ،

وكذلك شروط الحصول عليها . وأشارت النتائج أن انسياب الالكترونات يمكن إهماله في حالة استخدام مصادر لأشعة الليزر تعمل عند أطوال موجية تقل عن $1\mu m$ ، بينما في هذه الحالة يجب الأخذ في الاعتبار عملية الامتصاص متعدد الفوتونات .

ومن وجهة نظر أخرى وضع الباحثان أرنولد وكارتير (Arnold and Cartier, 1992) نظرية لتفسير تسخين الالكترونات الحرة المستحثة بواسطة أشعة الليزر المؤدي للتأين بالتصادم في المواد الصلبة ذات الفجوات الواسعة . وركزت هذه الدراسة على وضع نظرية مايكروسكوبية لتفسير التفاعل بين أشعة ليزر ذات شدة الاستضاءة العالية (التي تعمل عند الأطوال الموجية في المنطقة المرئية وتحت الحمراء)، والكترونات حرة في مواد صلبة ذات فجوات واسعة . وقد أجريت الحسابات على مادة أكسيد السيليكون $Si\ O_2$ للحصول على معدل تضاعف الالكترونات خلال عملية التأين من شريط الى شريط نتيجة لزيادة طاقتها المكتسبة من المجال الكهربي كدالة في شدة استضاءة أشعة الليزر ذات الأطوال موجية التي تقع في المدى $250\,nm<\lambda<10\,\mu m$. واعتمدت النظرية على طريقة مونتوكارلو لتكامل معادلة بولتزمان الانتقالية . وتم وصف الحد الذي يمثل تفاعل الالكترون مع الشبيكة بدلالة التشتت القطبي والفونون الصوتي . وقد تم دمج التأين بالتصادم من شريط إلى شريط باستخدام معادلة تقريبية تطبق في هذه الحالة من نوع كيلدتش . وتمت معالجة التفاعل بين أشعة الليزر والالكترونات الحرة بتقريب قياسي كلاسيكي و كمياً باستخدام نظرية الاضطراب ذات الدرجة الثانية . ووجد أن استخدام مدخل الفيزياء الكلاسيكية للتفاعل بين الالكترون ومجال الليزر يمكن أن يستخدم لأطوال موجية تزيد عن $2\mu m$ ، بينما تم الحصول على نتائج مناسبة للأطوال الموجية القصيرة التي تقل عن $1\mu m$ عند استخدام مدخل ميكانيكا الكم . بينما لم تتمكن هذه النظرية من الحصول على نتائج مناسبة عند أطوال موجية تزيد عن $1\mu m$. وبإجراء الحسابات عند $1\mu m$ وجد أن كل من هاتين الطريقتين أعطتا قيمًا غير دقيقة .وقد وجد أن معدلات تضاعف الالكترون تقل بشكل سريع مع زيادة انخفاض الطول الموجي مما يدل على أن عملية الامتصاص متعدد الفوتونات تصبح هي الآلية السائدة للحصول على الكترونات حرة عند الأطوال الموجية في المنطقة المرئية . وعلى وجه العموم فإنه على مدى الأطوال الموجية التي تم اختبارها أمكن للنظرية أن تتوقع بكفاءة عالية معدل انتقال الطاقة للالكترونات الحرة من مجال الليزر للشبيكة ، ومنها أمكن التوصل الى طريقة جيدة لكيفية تسخين الشبيكة بواسطة الالكترونات الحرة الناتجة عن الامتصاص متعدد الفوتونات في الفترة الزمنية قبل الانهيار. وقد توافقت نتائج القيم

المحسوبة لهذه النظرية مع القياسات العملية التي أعطيت بواسطة الباحث جون ومجموعته (Jones et al, 1989) .

ومن جهة نظر أخرى وضع الباحثان ابوستولوفا وهاهن (Apostolova and Hahn, 2000) نموذجًا لدراسة الضرر المستحث بواسطة أشعة ليزر تعمل بنبضات قصيرة جدًا $\tau<1\,ps$ لمواد عازلة ذات فجوات طاقة عريضة ، وقد تم بذل جهد كبير لفهم العمليات الفيزيائية المعقدة التي يشملها التفاعل . وقدم الباحثان شرحًا تفصيليًا للطريقة العددية المستخدمة لحل المعادلة المتغيرة مع الزمن من نوع فوكر– بلانك للإلكترونات الحرة الناتجة ، وهي على الصورة

$$\frac{\partial f(\varepsilon,t)}{\partial t}=S(\varepsilon,t)-\frac{\partial J(\varepsilon,t)}{\partial t} \qquad (3-6)$$

حيث $f(\varepsilon,t)d\varepsilon$ كثافة الالكترونات التي تقع بين $\varepsilon,\varepsilon+d\varepsilon$ عند زمن t ، أما $S(\varepsilon,t)$ فهي تعطى بالمعادلة

$$S(\varepsilon,t)=R_{imp}(\varepsilon,t)+R_{cec}(\varepsilon,t)+R_{pi}(\varepsilon,t) \qquad (3-7)$$

وهي تعبر عن الحدود التي تمثل مصدرالالكترونات وفقدها ، ويمثل المقدار $J(\varepsilon,t)$ محصلة زيادة كثافة الالكترونات لوحدة الحجوم نتيجة لزيادة الطاقة من قيمة تقل عن ε لقيمة تزيد عن ε لوحدة الزمن ويمثل التيار كدالة في الطاقة كالتالي

$$J(\varepsilon,t)=R_J(\varepsilon,t)f(\varepsilon,t)-U_L(\varepsilon,t)f(\varepsilon,t) \\ -D(\varepsilon,t)\frac{\partial f(\varepsilon,t)}{\partial \varepsilon} \qquad (3-8)$$

حيث يمثل الحد الأول من هذه المعادلة معدل زيادة كسب طاقة الالكترونات من المجال الكهربي ويعطى بالعلاقة

$$R_J(\varepsilon,t)=\frac{1}{3}\sigma(\varepsilon)E(t)^2 \qquad (3-9)$$

أما الحد الثاني من المعادلة فيمثل معدل فقد الالكترونات للفونونات ويعطى بالعلاقة

$$U_L(\varepsilon)=\hbar\omega_{ph}\gamma_l(\varepsilon) \qquad (3-10)$$

حيث $\gamma_l(\varepsilon)$ هي معدل انتقال طاقة الالكترون للشبيكة و $\hbar\omega_{ph}$ هي تمثل طاقة الفونون . أما الحد الثالث من المعادلة فهو يصف معامل الانسياب على امتداد محور الطاقة ويعطى بالمقدار

$$D(\varepsilon,t)=\frac{2}{3}\sigma(\varepsilon)E(t)^2\,\varepsilon=2\varepsilon R_J(\varepsilon,t) \qquad (3-11)$$

كما تحسب الطاقة المكتسبة للالكترونات من المجال الكهربي بدلالة التوصيل للإلكترون $\sigma(\varepsilon)$ وتعطى بالمقدار

$$\sigma(\varepsilon)=\left[e^2\tau_k(\varepsilon)\right]/\left\{m^*\left[1+\omega^2\tau_k{}^2(\varepsilon)\right]\right\} \qquad (3-12)$$

ويؤخذ كل من معامل تسخين جول ، و معامل الانسياب كدالة في شدة استضاءة أشعة الليزر. في المعادلات السابقة تم استخدام طريقة الفرق المحدود لحل هذه المعادلة . حيث أوضحت الحسابات أن هناك تنافسًا بين عملية التأين بالتصادم التدريجي وعملية التأين بالامتصاص متعدد الفوتونات لأزمنة نبضة متناهية في القصر والتي تقل عن 25 fs . وتم اختبار دقيق لكل المعدّلات التي استخدمت في هذه المعادلة ، كما تم تعريف المعدّلات الحرجة منها . وبناءًا على ذلك أمكن الحصول على معلومات قيّمة لتضرر المواد حسب التطبيقات المختلفة .

بالإضافة إلى ذلك امتدت الدراسة لوصف اضمحلال البلازما المتكونة ، وقد أخذ في الاعتبار معدل إعادة الاتحاد ذات الأجسام الثلاث ، لذلك تمت معالجة التغير الزمني لكثافة الالكترونات خلال نبضة مفردة ،وكذلك في حالة تعريض الوسط لنبضتين بينهما زمن تأخير . وقد نجح النموذج جزئيًا في الحصول على تفسير للنتائج المعملية الحديثة ، وتم أخذ في الاعتبار حد يمثل الاضمحلال الخطي والتشوه البصري عند تحديد شدة الاستضاءة اللازمة لتضرر الوسط الصلب .

واستمرارًا لدراسة الظواهر الفيزيائية المصاحبة لتفاعل أشعة الليزر ذات الشدة العالية مع المواد العازلة وضع الباحثان فاتسيا ونيكومب (Vatsya and Nikumb, 2002) نموذجًا عدديًا ارتكز أساسًا على التأين التدريجي المستحث بواسطة أشعة الليزر في المواد العازلة . واعتمدت هذه الدراسة على تفسير تغير شدة استضاءة أشعة الليزر مع درجة التأين التدريجي . وتم حساب معدل هذه العملية مباشرةً باستخدام المعادلات المختزلة بدلاً من معادلات الحركة المتغيرة مع الزمن ، ويعتمد نموذج الفيض المضاعف على المعادلة التي تعطي التأين التدريجي على الصورة

$$\frac{dJ(\varepsilon,t)}{d\varepsilon} = -\beta(t)\, g(\varepsilon) \qquad (3-13)$$

حيث $\beta(t)$ تعطى بالعلاقة

$$\beta(t) = \partial\gamma(t)/\ \partial t \qquad (3-14)$$

حيث $\gamma(t)$ هو معامل نمو كثافة الإلكترونات . و $g(\varepsilon)$ يمثل شكل دالة توزيع طاقة الالكترونات ، وهو لا يتغير مع الزمن ، وتزداد قيمته أسيًا بزيادة معامل النمو $\gamma(t)$.أدى ذلك إلى إجراء الحسابات بطريقة أسهل . وتمت مقارنة هذه الطريقة مع الحسابات التي أجريت باستخدام كل من نموذج الفيض المضاعف والمعادلة الخطية لفوكر– بلانك، والتي سبق ذكرها. وقد طبقت هذه المقارنة على مادة السيلكا المنصهرة fused silica ، و أعطى نموذج الفيض المضاعف قيمًا لمعدل التأين التدريجي أعلى من القيم المتوقعة بنسبة تتراوح ما بين 10%-8%. وعلى الرغم من أن صفات المعادلات التي تصف تصرف التأين التدريجي توضح أن معدل هذه العملية يتغير تغيرًا لاخطيًا مع شدة الاستضاءة ،إلا أن النتائج التي تم الحصول عليها للمادة المستخدمة أوضحت أن هذا المعدل يتغير تغيرًا خطيًا عند قيم شدة الاستضاءة العالية في المدى من $1TW/cm^2$ إلى مالا نهاية ، وكذلك الحال عند القيم المنخفضة لشدة الاستضاءة لمدى يصل الى $0.01TW/cm^2$. أما عند القيم المتوسطة لشدة الاستضاءة فقد وجد أن هناك اختلافًا واضحًا من التغير الخطي .

وعند تطبيق شكل نبضة جاوسي فإن النمو الأسي لتوزيع كثافة الالكترونات في منطقة الزيادة التدريجية يظل تقريبًا في تناسب مع التغير اللحظي لشدة الاستضاءة، وعلى الرغم من

تزايد ثابت التناسب مع زيادة الشدة العظمى إلا أن هناك اختلاف مهمل عند المناطق المرتفعة والمنخفضة لمدى الشدة.

مما سبق يتضح أن نمذجة ظاهرة انهيار أو تضرر المواد الصلبة المستحثة بواسطة أشعة الليزر تحكمه معادلات تعتمد أساسًا على تعين دالة توزيع طاقة الالكترونات للحصول على قيمة شدة الاستضاءة اللازمة للانهيار ، وكذلك خصائص البلازما المتكونة خلال التفاعل ، وذلك باستخدام معادلات فوكر بلانك التي تأخذ في الاعتبار تغير كثافة التيار وفقد طاقة الالكترونات خلال الشبيكات .

(3–3) نمذجة عددية للضرر الناتج عن نبضات متناهية القصر

(3-3)Numerical modeling for the damage caused by ultra short pulses

أصبحت مصادر الليزر بشكل عام أدوات حية لتطوير المواد منذ اختراعها خلال الأربعة عقود الماضية. وقد أدت الإمكانية المتزايدة لمصادر ليزر الفيمتوثانية عالية الشدة إلى الاهتمام الكبير بالمعالجة الدقيقة للمواد. وعلى عكس معالجة المواد باستخدام نبضات طويلة من مصدر ليزر النانوثانية، حيث تسود أنماط قياسية من العمليات الحرارية، فإن تفاعلات ليزر الفيمتوثانية مع المواد يصاحبه انسياب جزء صغير جداً من طاقة الليزر على شكل حرارة والتي تنتقل في المادة المحيطة بالمساحة المشععة بواسطة أشعة الليزر. نتيجة لذلك فإن نبضات من ليزر الفيمتوثانية يمكن أن تحدث تغيرات بنائية غير حرارية ،تساق مباشرة بواسطة الإثارة الإلكترونية والعمليات اللاخطية المصاحبة لها قبل أن تتزن شبيكة المادة وحاملات الشحنة المثارة. وينتج عن هذا النمط السريع في معالجة المادة تلاشي الإجهاد الحراري وخفض الضرر العرضي أثناء معالجة المادة الصلبة . بالإضافة إلى ذلك فإن الضرر الناتج عن نبضات ليزر الفيمتوثانية تكون بعيدة عن الانتظام من طلقة إلى أخرى. لذلك هذه الصفات للانهيار جعلت مصادر ليزر الفيمتوثانية أدوات مثالية للمعالجة الدقيقة للمواد.

بجانب الاهتمام بنبضات ليزر الفيمتوثانية الواعدة في معالجة المواد العازلة ذات فجوة الطاقة العريضة للعديد من التطبيقات فإن إدراك المفاهيم الأساسية عند تفاعلات ليزر الفيمتوثانية ذو الشدة العالية مع المواد العازلة أصبح مجالاً للتحدي. وقد أجري العديد من

الدراسات التي تعطي نظرة شاملة عن بعض المفاهيم التي لم تغطى بعد عند تفاعل ليزر الفيمتوثانية مع المواد العازلة . ومن أحد هذه الدراسات تلك التي قام بها ماو ومجموعته (Mao et al ,2004) واتي اتجهت لتحديد ديناميكية تفاعل ليزر الفيمتوثانية مع المواد العازلة لتحديد خطوات إثارة حاملات الشحنة بأخذ في الاعتبار عملية التأين الفوتوني والعملية العكسية لبرمشتراهلنج والتي تسمى أحياناً بعملية تسخين جول ثم عملية التأين التدريجي .

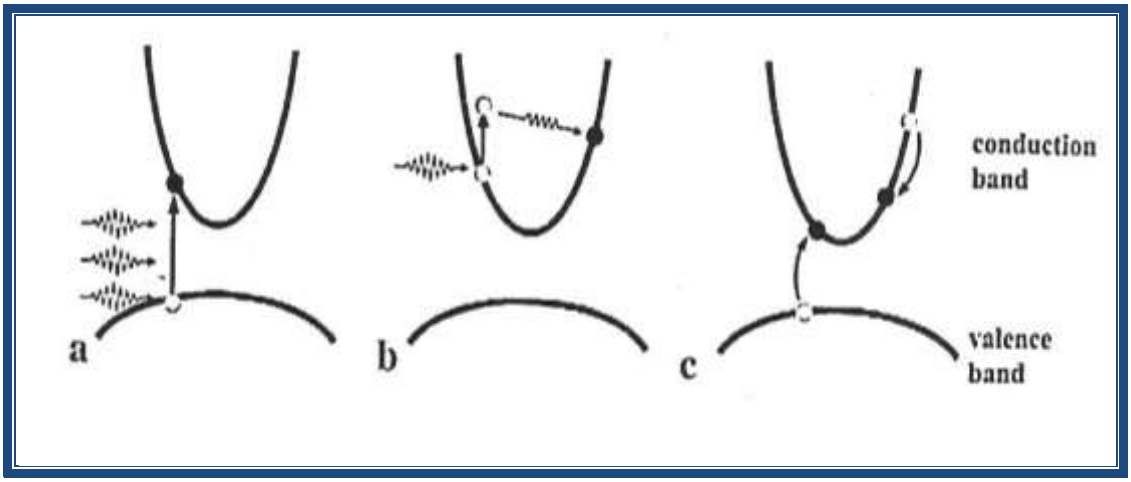
ففي حالة نبضات متناهية القصر وشدة استضاءة عالية فإن نبضة الليزر تنتشر في المادة العازلة وتؤدي إلى إزاحة في الشحنات المقيدة كما أنها تحدث ثنائي قطب كهربي متذبذب يزيد من استقطاب الوسط وينتج عن هذا الانتشار تغير أيضاً في معامل انكسار المادة العازلة محدثاً تجميع ذاتي لحزمة الليزر أثناء انتشارها مما يزيد من شدة الاستضاءة وينتج عن ذلك تكون البلازما التي تعمل بدورها على انفراج الحزمة مرة أخرى .كل هذه العمليات تؤدي إلى تكون عيوب في المادة الصلبة والتي يطلق عليها الضرر.

وفيما يلي نعطي شرحاً مختصراً عن كل من هذه العمليات.

(3-3-1) التأين الفوتوني وتكون الإكسيتون

(3-3-1)Photo ionization and exiton formation

عند تشعيع مواد عازلة ذات فجوة طاقة عريضة باستخدام نبضات ليزر الفيمتوثانية بطول موجي يقترب من المنطقة المرئية أي يتراوح ما بين الأشعة تحت الحمراء القريبة إلى فوق البنفسجية، فإن طاقة الفوتون المفرد لهذه الأشعة لا تكون كافية لإثارة إلكترون من شريط التوصيل، لذلك لانتقال الإلكترون يجب أن يكون هنالك امتصاص متلازم لعدد من الفوتونات حتى ينتقل من شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل شكل a (3-1). ويعتمد معدل التأين الفوتوني بشدة على شدة استضاءة أشعة الليزر



شكل (1-3) رسم تخطيطي لإثارة الإلكترونات وتكون الإكسيتون.

ويعبر عن هذا المعدل بالمقدار σI^K حيث I هي شدة الاستضاءة و σ هي مساحة مقطع امتصاص عدد K من الفوتونات لإثارة إلكترون من شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل . ويتم تعيين عدد الفوتونات اللازمة لهذا الانتقال من العلاقة $K\hbar\omega > \varepsilon_i$ حيث ε_i هي طاقة الفجوة للمادة العازلة، $\hbar\omega$ هي طاقة الفوتون . ونظراً لأن ليزر الفيمتوثانية له شدة استضاءة عالية عن مصادر الليزر التقليدية لذلك يمكنه إحداث انتقالات داخلية بدرجة عالية بين شريطي التكافؤ و التوصيل.

وبجانب هذه العملية هناك عملية تأين فوتوني أخرى يمكن أن تحدث خلال تفاعل نبضات ليزر الفيمتوثانية مع المواد العازلة لنبضات تقل عن 10 fs هذه العملية تم تفسيرها بشكل واسع لعدد من الذرات والجزيئات .ففي منطقة المجالات عالية الشدة فإن تراكب مجال كولوم للنواة والمجال الكهربي لأشعة الليزر ينتج عنه تذبذب محدد لحاجز الجهد يمكن من خلاله أن تتخطاه الإلكترونات المقيدة ، وتهرب من الذرة . في المواد العازلة تسمح هذه الآلية للإلكترونات في شريط التكافؤ أن تتخطى فجوة الطاقة وتنتقل إلى شريط التوصيل في فترة زمنية تقل عن نبضة الليزر . من هذا يتضح أنه يمكن معالجة كل من التأين متعدد الفوتونات والتأين النفقي تحت نفس الإطار النظري الذي وضع بواسطة كيلدتش(Keldysh, 1965). وقد وضع كيلدتش معامل يحدد الانتقال من التأين متعدد الفوتونات إلى التأين النفقي على الصورة

$$\gamma = \omega\left(2m^{*}E_{g}\right)^{1/2}/\mathrm{eE} \qquad (3\text{-}15)$$

حيث m^{*} و e هي الكتلة الفعالة وشحنة الإلكترون ، E هي سعة المجال الكهربي لأشعة الليزر الذي يتذبذب بتردد زاوي ω .وعندما تزيد قيمة γ عن الواحد الصحيح والتي هي الحالة لمعظم المواد العازلة التي أجريت عليها الدراسات عند تفاعلها مع أشعة الليزر فإن التأين متعدد الفوتونات هو عملية الإثارة السائدة .

(3-3-2)Free carrier absorption **(3−3−2)امتصاص حاملات الشحنة الحرة**

يمكن لإلكترون مثار إلى شريط التوصيل لمادة عازلة ذات فجوة طاقة واسعة أن يمتص عدد من فوتونات الليزر بطريقة متتابعة لينتقل إلى مستويات طاقة عليا . حيث يتم بفاعلية امتصاص حاملات الشحنة الحرة كما في شكل b .

ويعتمد معامل الامتصاص α_o الذي يساوي مقلوب عمق الامتصاص على الجزء التخيلي من معامل الانكسار r حيث $\alpha_{\mathrm{o}} = 2\omega r/\mathrm{c}$ حيث c هي سرعة الضوء . ويرتبط معامل الانكسار المركب $\bar{n} = \mathrm{n} + i\mathrm{r}$ بدالة المادة العازلة $\bar{\varepsilon}$ والتي يمكن التعبير عنها بالعلاقة التالية وفقاً لنموذج درود

$$\tilde{\varepsilon} = 1 - \omega_P^2\left[\frac{\tau^2}{1+\omega^2\tau^2} + i\frac{\tau^2}{\omega\tau(1+\omega^2\tau^2)}\right] \qquad (3\text{-}16)$$

τ هو زمن التشتت ويساوي جزء من الفيمتوثانية ويعتمد على طاقة إلكترون التوصيل . وللمواد العازلة ذات فجوة الطاقة الواسعة الواقعة تحت تأثير أشعة الليزر ذات شدة استضاءة عالية فإن الإلكترونات تعاني من تفاعلات قوية مع الشبيكة والتي تتصف بكل من تشتت فوتون قطبي وغير قطبي (Fischetti et al, 1985; Arnold and Cartier ,1991) . وفي العلاقة التي تعبر عن $\tilde{\varepsilon}$ ، ω_{P} هي تردد البلازما وتعرف بالعلاقة.

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 N}{\epsilon_o m^*}} \qquad (3\text{-}17)$$

حيث N هي كثافة حاملات الشحنة و ϵ_o هي السماحية الكهربية . وعندما تصل كثافة الإلكترونات المتولدة بواسطة التأين الفوتوني إلى قيمة عالية $\omega_p \sim \omega \sim 10^{21} cm^{-3}$ فإن جزء كبير من نبضة ليزر الفيمتوثانية المتبقية يمكنه أن يمتص . ومن المهم أن نذكر أن الطاقة العالية لحاملات الشحنة (ثلاثة أضعاف طاقة الفجوة) يمكن أيضاً أن تتولد في المادة حيث أن معدل تشتت إلكترون وفونون يكون منخفض وعليها فإن عدد من التصادمات بين الإلكترون والفونون لا يمكنها أن تحدث خلال نبضة الليزر المفردة . ويمكن أن ينتج تسخين حاملات الشحنة خلال تفرع داخلي مفرد مباشر أو امتصاص متعدد الفوتونات بطريقة مشابهه جداً للامتصاص الداخلي بين شريط التكافؤ لشريط التوصيل والذي تم ذكره . وفي جميع المواد يمكن أن تحدث هاتين العمليتين بكل تأكيد لذلك يجب أخذهما في الاعتبار وتعتمد سيادة أحدهما على الترابط القوي بين الإلكترون والفونون.

(3-3-3) التأين التدريجي (3-3-3) Cascade ionization

يشمل التأين التدريجي امتصاص حاملات الشحنة الحرة يتبعه تأين تصادمي شكل c .وإذا تخطت طاقة إلكترون في مستويات الطاقة العليا أقل طاقة في شريط التوصيل بمقدار يزيد عن طاقة الفجوة فإنه يمكن أن يؤين إلكتروناً آخر من شريط التكافؤ لينتج عن ذلك إلكترونين مثارين عند الطاقة الصغرى لشريط التوصيل (Yablonovitch and Bloembergen ,1972; Bloembergen ,1974) ويمكن لهذه الإلكترونات أن تسخن بواسطة مجال الليزر الكهرومغناطيسي خلال امتصاص حاملات الشحنة الحرة ، وحينما تمتلك طاقة كافية فإنها تصطدم بإلكترونات أكثر في شريط التكافؤ ويمكن أن تكرر هذه العملية نفسها في وجود المجال الكهرومغناطيسي لأشعة الليزر ذو الشدة الكافية والذي يؤدي إلى ما يطلق عليه الشلال الإلكتروني ويأخذ إسكان شريط التوصيل بواسطة هذه العملية الشكل ηN حيث η هي معدل التأين التدريجي وهو معامل يعتمد على القياسات المعملية والذي يأخذ في الاعتبار الحقيقة التي تنص على أن حاملات الشحنة ذات الطاقة العالية فقط يمكن أن تحدث تأين تصادمي . ويتطلب التأين التدريجي تواجد إلكترونات ابتدائية في شريط التوصيل و يمكنها

لحظياً أن تثار بواسطة التأين الفوتوني .وتصف معادلة المعدل التالية تغير الإلكترونات في شريط التوصيل للمواد العازلة بواسطة نبضات ليزر تتراوح ما بين الفيمتوثانية والبيكوثانية تحت التأثير المشترك لكل من الإثارة متعددة الفوتونات والتأين التدريجي (Stuart et al, 1996)

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{dt}} = \alpha \mathrm{IN} + \sigma \mathrm{NI}^{\mathrm{K}} \qquad (3\text{-}18)$$

حيث α ثابت وللمواد العازلة التي فيها فقد لحاملات الشحنة الحرة (مصيدة ذاتية وإعادة الاتحاد) يحدث في نطاق زمني متقارب لطول نبضة ليزر الفيمتوثانية (مثل الكوارتز والسيلكا المنصهرة) من المفضل تطوير معادلة المعدل السابقة لتصبح على الصورة

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{dt}} = \alpha \mathrm{IN} + \sigma \mathrm{NI}^{\mathrm{m}} + \sigma_{\mathrm{x}} \mathrm{N}_{\mathrm{STE}} \mathrm{I}^{\mathrm{K}} \qquad (3\text{-}19)$$

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{STE}}}{\mathrm{dt}} = -\sigma_{\mathrm{x}} \mathrm{N}_{\mathrm{STE}} p \mathrm{I}^{\mathrm{K}} + \frac{N}{\tau_x} \qquad (3\text{-}20)$$

وتشمل هذه المعادلات مساهمة الإثارة ذاتية المصيدة بكثافة N_{STE} والتي تكونت خلال نبضة الليزر .σ_{x} هي مساحة مقطع التأين متعدد الفوتونات من الدرجة K لأكسيتونات المصيدة الذاتية و τ_x هو الزمن المخصص للمصيدة.وقد تم وضع تفسير نظري للدور الذي يلعبه تغير عملية التأين التدريجي الكلاسيكي لنبضات متناهية القصر (Yudin et al, 2004). وأحد الآليات التي أخذت في الاعتبار هي الزيادة التدريجية للإلكترونات المؤدية إلى التصادم والتي بها تثار إلكترونات التكافؤ إلى شريط التوصيل بواسطة طاقة تقل عن عتبة الطاقة اللازمة للتأين بالتصادم عند امتصاصها لعدد من فوتونات الليزر خلال تصادم إلكتروني غير مرن. أما الآلية الأخرى فهي امتصاص متعدد الفوتونات بمساعدة ثقب وهذه العملية تشبه ما يسمى بزيادة تأين الجزيئات في مجالات الليزر عالية الشدة (Seideman et al, 1995). خلال المجال الكولومي لها فإن الثقوب تعمل على زيادة معدل الامتصاص متعدد الفوتونات.وعند تولد ثقوب جديدة فإنها تكمل نفس الاتجاه والذي يؤدي إلى تصادم تدريجي لإلكترونات حرة.

وعلى الرغم من أنه تم استعراض بعض العمليات الأساسية التي يمكن أن تحدث عند معالجة المواد العازلة بنبضات ليزر الفيمتوثانية . إلا أن المفاهيم الفيزيائية المصاحبة لهذه الظاهرة ما زالت غير مكتملة الإدراك ،في الفصل التالي سنقدم نمذجة عددية لآليات الانهيار المؤدي إلى تضرر المواد العازلة ذات فجوة الطاقة العريضة ، وقد تم اختيار السيلكا المنصهرة لما لها من تطبيقات متعددة ولتوفر القياسات المعملية والمعدلات اللازم أخذها في الاعتبار أثناء المعالجة النظرية.