دراسة تحليلية ومحاكاة عددية للخصائص الفيزيائية لمتغيرات انتشار الحزم الغاوصية في الفراغ الحر باستخدام تقنية الطيف الزاوي

الدكتور الكسندر تلاتنيان

جامعة حلب – كلية العلوم – قسم الفيزياء

الملخص

إن معرفة الطيف الزاوي للأمواج المستوية تسمح لنا بدقة تحديد السعة العقدية للحزمة الغاوصية أثناء انتشارها في الفراغ الحر بين مستويين: الأول الممثل بموضع خصر الحزمة عند $z = 0$ والثاني الموازية له والممثل بأبعاد مختلفة لقيم z المتصاعدة والتي تنتشر وفق المحور z في الأوساط المتجانسة والمتماثلة المناحي.

تُعتبر هذه الطريقة من الطرائق الفعالة جداً في حساب الانتشار الانعراجي لتوزع السعة العقدية والذي يمثل بقسميه الحقيقي والتخيلي وذلك عن طريق تجزئته إلى مجموعة من المويجات المستوية، وتحليل جميع مركبات هذه المويجات المستوية كل على حدى باستخدام القيم الذاتية. تدعى هذه الخطوات بطريقة تحليل الطيف الزاوي.

يعتمد البحث على دراسة تحليلية ومحاكاة عددية للخصائص الفيزيائية لمتغيرات انتشار الحزم الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00} في الفراغ الحر باستخدام تقنية الطيف الزاوي لكلٍّ من ليزر: $He-Ne$ ذي طول موجة $\lambda = 632.8nm$ وليزر الأرغون المؤين ذي طول موجة $\lambda = 514.4nm$ ومن ثم استنتاج المعادلات الممثلة لتلك المتغيرات باستخدام زوج من تحويلات فورييه بطريقة انتشار الطيف الزاوي بتابعية متغيرات التواتر الزاوي المكاني.

تتمثل هذه الدراسة بكتابة خوارزمية خاصة عن طريق برنامج حاسوبي لحساب انعراج حزم غاوصية للأنماط الليزرية التي بوساطتها يمكن دراسة العديد من التطبيقات البصرية.

الكلمات المفتاحية: انتشار الطيف الزاوي– الحزمة الغاوصية – المحاكاة العددية – النمط الأساسي TEM_{00}

مقدمة

نعلم أن هناك شكلان للمعادلة الموجية: الأمواج المستوية والأمواج الكروية، والتي تستخدم في تمثيل حلولاً للمعادلة الموجية في كل من علمي الضوء الهندسي والضوء الفيزيائي (Born & Wolf,1999). لكن في العديد من النماذج الفيزيائية (بما في ذلك نماذج الضوء الصادر من المنابع الليزرية) يكون هذين الشكلين غير كافيين. بخلاف الحزم الليزرية عندما تعمل ضمن مجال رايلي z_R التي يمكن اعتبار الحزمة الليزرية أنها تملك أمواج مستوية عند انتشارها في الفراغ الحر أو في الأوساط المتجانسة والمتماثلة المناحي، ورغم ذلك فإن توزع شدتها لا يكون منتظماً كون سطوح الجبهات الموجية لطورها منحنية بشكل قليل، بالاضافة إلى أن الانفراج الزاوي أو تقارب الحزم الليزرية المعروفة لايمكن وصفها كأمواج كروية(Svelto,1989).

استخدم العالم كوغلنيك (Kogelnik,1979) ما يُسمى بالحزم الغاوصية كمثيل للحزم الليزرية ، وهي عبارة عن حزم متناظرة أسطوانياً، والتي تمثل بمعادلة موجية في تقريب القطع المكافئ، ولابد أن ندرك أن أغلب الحزم الغاوصية المنتشرة في الفراغ الحر هي عبارة عن أنماط كهرطيسية عرضانية يرمز لها اختصاراً (Electro Magnetic TEM_{mn}) Transverse ، بتعبير آخر تقع جميع مركبات حقل الموجة الكهرطيسية في مستوٍ عرضاني معامد لمنحى الانتشار z ، وتُعبر الأنماط عن المعاني الفيزيائية لحلول معادلات ماكسويل للحزم الغاوصية (Saleh & Teich,1999). وتشير الحروف الكبيرة إلى الأنماط الكهرطيسية العرضانية لليزر والدليلين n و m يعبران عن مراتب الأنماط العرضانية وعندما $m = n = 0$ يدعى بالنمط الأساسي TEM_{00} ويمثل توزع الحقل العرضاني الأكثر شيوعاً بين الليزرات. وفي أغلب الحالات، يمكن تقريب انتشار الحزم الغاوصية بشكل توزع الشدة الغاوصية المطابق للنمط الأساسي TEM_{00} ، ويظهر مقطعه العرضاني على شكل بقعة دائرية وحيدة، وهو النمط الذي نهتم به في بحثنا، كذلك يُعتبر النمط الأهم في مختلف تطبيقات الليزر وخاصة في المجاوبات البصرية المستقرة (Hodgson & Weber, 2005).

في الحقيقة يمكننا تعريف مجموعة التوابع التي تمثل حلولاً للمعادلة الموجية المحورية في تقريب القطع المكافئ وتُعبر عن بعض الخصائص الأساسية للحزم الغاوصية، بينما تساهم أجزاء هذه المجموعة بوصف بعض البنى الأساسية مما يزيد الاهتمام بالحزم الغاوصية نظراً لأهميتها. فالمنظومات الليزرية المستقرة تولد حزماً ليزرية قريبة جداً من الغاوصية، ويمكن دراستها تحليلياً(Siegman,1986)، لذا فهي تقدم طريقة هامة لمعالجة الظواهر الانعراجية بطريقة تقنية طيف انتشار تحويلات فورييه (Goodman, 2004). وتمتلك الحزم الغاوصية خصائص هامة متعددة نذكر منها:

- قابلية تمثيلها تحليلياً. - استخدامها لتحويلات فورييه. - دقة مثالية.
- الموضع الأكثر تمحرقاً حيث لا يمكن أن تتمحرق الحزم الغاوصية في نقطة كما هو الحال في علم الضوء الهندسي (Hecht,2002).

الخصائص الفيزيائية لبصريات الحزم الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00}

إن المعادلة العامة التي تصف تغيرات الحقل الكهربائي لموجة ضوئية وحيدة اللون ومستقطبة خطياً، وتنتشر بالقرب من المحور البصري بزوايا صغيرة وفق منحى الانتشار الموجب لمحور z يمكن وصفها رياضياً في جملة الإحداثيات الديكارتية بالعلاقة الآتية:

$$E(x,y,z)=E_0\psi(x,y,z)\exp(-ikz) \qquad (1)$$

حيث E_0 تمثل السعة العظمى للحقل الكهربائي والعامل $\exp(-ikz)$ يدل على أن الموجة الكهربائية للحزمة الليزرية تنتشر على شكل موجة مستوية ذات توزع منتظم، أما العامل $\psi(x,y,z)$ فيعبر عن انحراف الحزمة الليزرية عن الموجة المستوية وفق منحى الانتشار z. إن معدل السعة العقدية للحقل الموجي $\psi(x,y,z)$ الذي يخضع بدوره لمعادلة الموجة السلمية المحورية التي تعطى في الفراغ الحر بالشكل العام بالعلاقة التالية (Lax, 1975) :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-2ik\frac{\partial\psi}{\partial z}=0 \qquad (2)$$

بينما في حالة استخدام شرط التقريب المحوري $\left|\frac{\partial \psi}{\partial z}\right| k >> \left|\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}\right|$ فإن معادلة الموجة السلمية المحورية تعطى بالعلاقة التالية:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}-2ik\frac{\partial \psi}{\partial z}=0 \Rightarrow \nabla_T^2\psi-2ik\frac{\partial \psi}{\partial z}=0 \qquad (3)$$

تمثل المعادلة (3) معادلة مركزية اساسية لانتشار الحزم الغاوصية. حيث: $\nabla_T^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ يمثل مؤثر لابلاس ذات التوزع العرضاني، بينما يُعبر ∇^2 عن مؤثر لابلاس الذي يُعرف بالشكل العام في الإحداثيات الديكارتية بالعلاقة التالية:

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2} \qquad (4)$$

وفقاً لافتراضنا لشرط التقريب المحوري فإن السعة العقدية $\psi(x,y,z)$ التي تُعبر عن انحراف الحزمة الليزرية عن الموجة المستوية التي تتغير ببطء وفق محور الانتشار z بالمقارنة مع الطول الموجي المرتبط به أي $2\pi/k$، ضمن هذه الافتراضات فإن المشتق الثاني $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ صغير جداً ولذلك تم إهماله من العلاقة (2). الشعاع $\vec{k}$ الذي طويلته تساوي $\left|\vec{k}\right|=\frac{2\pi}{\lambda}=\sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2}$ يدعى بثابت الانتشار أو بعدد الانتشار والذي يحدد جهة انتشار الموجة، و λ طول موجة الضوء في وسط الانتشار. بينما تُمثّل كل من k_x و k_y و k_z التواترات الزاوية المكانية على طول المحاور x و y و z على الترتيب كما سنرى لاحقاً.

تسمى العلاقة (3) أيضاً بمعادلة هلمهولتز المحورية التي تتطابق تماماً مع نموذج انعراج فرينيل (Bachor,1998)، كما تشبه معادلة شرودينغر المستقلة عن الزمن. ولحلها نستخدم أولاً تابعاً مبسطاً تماماً لـ $\psi(x,y,z)$، والذي يلائم النمط الأساسي TEM_{00} للحزمة الغاوصية ذات التوزع العرضاني:

$$\psi(x,y,z)=\psi_0 \exp\left\{-i\left[p(z)+\frac{k}{2q(z)}\left(x^2+y^2\right)\right]\right\} \tag{5}$$

إن هذه العلاقة (5) التي لها شكل معادلة موجية في تقريب القطع المكافئ، حيث ψ_0 ثابت يعتمد على سعة الحزمة ويتعين من شروط الحدية و يدعى $p(z)$ و $q(z)$ بالمعاملات العقدية للحزمة الغاوصية، وتمثلان تابعان عقديان، حيث إن الحد الأسي الأول من العلاقة (5) يمثل انزياح الطور العقدي للحزمة الغاوصية، وتعطى قيمة هذا الحد بتعويض المعادلة (5) في معادلة الموجة المحورية المتمثلة بالعلاقة(3) نحصل على (Verdeyen,1996):

$$p(z)=-i\ln\left|z+iz_R\right| \tag{6}$$

بينما يدعى $q(z)$ بمعامل الحزمة الغاوصية الذي يُعبر عن تغير السعة العقدية للحزمة الغاوصية أثناء انتشارها في الفراغ الحر. إن المعامل $q(z)$ يتغير أثناء الانتشار بين المستويين $z=0$ و $z\neq 0$ في الفراغ الحر وفقاً للعلاقة:

$$q(z)=z+iz_R \tag{7}$$

حيث $i=\sqrt{-1}$ يمثل عدد عقدي، بينما يُعرف z_R بمجال رايلي (Rayleigh range) بأنه المسافة التي تتزايد عندها الحزمة الغاوصية بمقدار $\sqrt{2}$ مرة والتي يمكن اعتبارها حزمة ليزرية ممددة، والذي يحدد البعد الذي يمكن أن تنتشر فيه الحزمة بدون أن تنفرج بشكل كبير وتعطى بالعلاقة التالية:

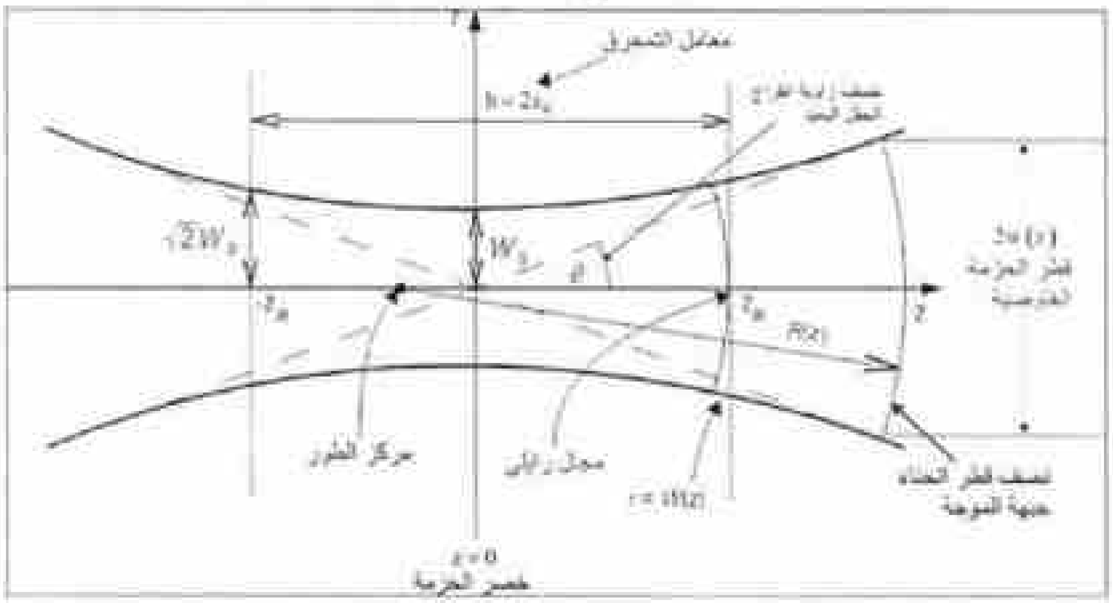
$$z_R=\frac{kW_0^2}{2}=\frac{\pi W_0^2}{\lambda}=\frac{W_0}{\theta}=\frac{\lambda}{\pi\theta^2} \tag{8}$$

حيث يمثل θ نصف انفراج الحزمة الغاوصية للنمط الأساسي TEM_{00} ضمن التقريب المحوري ، ويصف توسع الحزمة الغاوصية عند انتشارها باتجاه اللانهاية بالعلاقة التالية:

$$\theta=\frac{W_0}{z_R}=\frac{\lambda}{\pi W_0} \tag{9}$$

يُعرف ضعف مجال رايلي $2z_R$ رياضياً بأنه الخط الفاصل بين الانفراج في كل من المجالين القريب والمتوسط، وهو المسافة الفاصلة بين نقاط من كل طرفي خصر الحزمة والنقطة التي يكون فيها انحناء نصف قطر جبهة الموجة أعظمياً. وبالتالي يمكن اعتبار الحزمة الغاوصية ضمن هذا المجال $-z_R \le z \le z_R$ متوازية تقريباً وجبهة الموجة شبه مستوية كما موضح في الشكل (1). وبالتالي سوف تكون للحزمة الغاوصية لجبهة الموجة الطور ذاته من خلال سطحه الكلي، لذلك يُعبر عن خواص نمط الحزمة TEM_{00} بالعامل المحرقي:

$$b = 2z_R = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} \tag{10}$$



الشكل (1) انتشار الحزمة الغاوصية في الفراغ الحر.

بالاستفادة من العلاقة (8) يمكننا إيجاد نصف قطر خصر الحزمة الغاوصية الذي يُعرف بأنه العرض الذي يتناقص عنده سعة الحزمة الغاوصية إلى e^{-1} مرة من قيمته العظمى، والتي تعطى بالعلاقة الآتية:

$$W_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi} z_R\right)^{\frac{1}{2}} \tag{11}$$

يمكن معالجة انتشار الحزم الغاوصية في الفراغ الحر من خلال المنظومات البصرية التي تكون غالباً لها شكل مبسط باستخدام علم الضوء الهندسي، وبالاعتماد

على تحويلات سيلف– فوربيه(Self,1983) لميزات الحزم الغاوصية فإننا لانحتاج لإجراء التكامل لوصف شكل توزع السعة العقدية $\psi(x,y,z)$ للموجة المستوية التي تنتشر وفق منحى الانتشار z في الفراغ الحر أو ضمن المجاوبات البصرية بدلالة أبعاد مختلفة من z ، لأن توزع السعة العقدية للحزمة الغاوصية في كل نقطة من مسار انتشارها في الفراغ الحر أو في كل نقطة من المنظومة المحافظة على توزعه بشكل غاوصي وباستخدام تحويل فورييه سيملك شكلاً غاوصياً أيضاً مما يجعل الحزمة الليزرية أكثر فعالية، وسيتغير فقط كلاً من نصف قطر الحزمة الغاوصية $W(z)$ ونصف قطر انحناء جبهة الموجة $R(z)$.

يتعين كلا المتغيرين $W(z)$ و $R(z)$ بدلالة خصر الحزمة الغاوصية W_0 والبعد عن موضع خصر الحزمة $z=0$ أثناء انتشارها بين المستويين في الفراغ الحر. ونكتب المقدار العقدي $q(z)$ الموجود بين القوسين المتوسطين في العلاقة (5) بوصفه تابع يرتبط مع كل من نصف قطر الحزمة الغاوصية $W(z)$ ونصف قطر انحناء جبهة الموجة $R(z)$ كما يلي:

$$\frac{1}{q(z)}=\frac{1}{z+iz_R}=\frac{z}{z^2+z_R^2}-i\frac{z_R}{z^2+z_R^2}=\frac{1}{R(z)}-i\frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \tag{12}$$

نلاحظ من هذه العلاقة أن معامل $q(z)$ يمثل عدد عقدي يتألف من جزأين حقيقي Re وتخيلي Im . حيث يمثل الجزء الحقيقي نصف قطر انحناء جبهة الموجة $R(z)$ ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{q(z)}\right\}=\frac{z}{z^2+z_R^2}=\frac{1}{R(z)} \tag{13}$$

ومنه نجد أن نصف قطر انحناء جبهة الموجة $R(z)$ تعطى بالعلاقة التالية:

$$R(z)=z+\frac{z_R^2}{z}=z\left[1+\frac{z_R^2}{z^2}\right]=z+\frac{\pi^2W_0^4}{\lambda^2 z}=z\left[1+\left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \tag{14}$$

بينما يمثل الجزء التخيلي نصف قطر الحزمة الغاوصية $W(z)$ وتعطى بالعلاقة الآتية:

$$\operatorname{Im}\left\{\frac{1}{q(z)}\right\}=\frac{-z_R}{z^2+z_R^2}=\frac{-\lambda}{\pi W^2(z)} \tag{15}$$

ونستنتج أن نصف قطر الحزمة الغاوصية $W(z)$ يعطى بالعلاقة التالية:

$$W^2(z)=W_0^2\left[1+\frac{z^2}{z_R^2}\right]=W_0^2+\frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 W_0^2}=W_0^2\left[1+\left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right)^2\right] \tag{16}$$

وتقترب العلاقتان (14) و (16) بشكل طبيعي مع حقيقة كون W_0 عدداً حقيقياً وليس تخيلياً، إذ إن كلا المتغيرين $W^2(z)$ و $R(z)$ يغيران معناهما الفيزيائي عندما تكون W_0^2 مقداراً تخيلياً بحتاً وبالتالي سيكون كلاً من $W^2(z)$ و $R(z)$ تخيلياً بحتاً أيضاً، وفي هذه الحالة فإن $R(z)$ لا تمثل نصف قطر انحناء جبهة الموجة بتابعية أبعاد z.

إن نصف قطر انحناء جبهة الموجة $R(z)$ بتابعية أبعاد z حصلنا عليه بسهولة من $q(z)$ والذي يكون موجباً (حزمة منفرجة) على يمين z_R أي $z>z_R$ وسالباً (حزمة متقاربة) على يسار z_R أي $z<z_R$. وباستخدام $q(z)=q_0+(z-z_R)$ بحيث نحصل على q_0 قيمة q عندما $z=0$ بسهولة بوضع $R(0)=\infty$ و $W(0)=W_0$ في المعادلة (12) لتأخذ الشكل التالي:

$$\frac{1}{q(0)}=\frac{1}{R(0)}-i\,\frac{\lambda}{\pi W^2(0)}=i\,\frac{\lambda}{\pi W^2(0)}\Rightarrow q(0)=q_0=i\,\frac{\pi W_0^2}{\lambda}=i\,z_R \tag{17}$$

نلاحظ أن ثابت الانتشار W_0 وهو يوافق انحناء $1/R_0$ يدعى بخصر الحزمة (Beam waist). كما نلاحظ أيضاً أنه عندما $R\to\infty$، تكون قيمة q تخيلية بحتة. ضمن هذه الاعتبارات يمكننا كتابة العلاقة (7) بالشكل التالي:

$$q(z)=q_0+z=i\,z_R+z \tag{18}$$

يمكن التعبير عن السعة العقدية $\psi(x,y,z)$ للحزمة الغاوصية باستخدام المعادلات (3) و (5) و (6) و (12) وبعد إجراء معالجة رياضية نجد:

$$\psi(x,y,z)=\frac{W_o}{W(z)}\exp\left[-\frac{(x^2+y^2)}{W^2(z)}\right]\exp\left[-ik\frac{(x^2+y^2)}{2R(z)}\right]\exp\left[i\phi(z)\right] \quad (19)$$

وهذا يعني أن الحزمة الغاوصية لها الشكل الغاوصي مهما تكن قيمة البعد z. وبتعويض العلاقة (19) في المعادلة (1) نحصل على المعادلة الأساسية للحزمة الغاوصية من أجل النمط الأساسي TEM_{00} للموجة العرضانية المعامدة لمنحى الانتشار z في الفراغ الحر. والتي تصف في الوقت ذاته تغيرات الحقل الكهربائي المتولد في المجاوبات البصرية المستقرة.

$$E(x,y,z)=E_o\frac{W_o}{W(z)}\exp\left[-\frac{(x^2+y^2)}{W^2(z)}\right]\exp\left[-ik\frac{(x^2+y^2)}{2R(z)}\right]\exp\left\{-i\left[kz-\phi(z)\right]\right\} \quad (20)$$

تشير الرموز $W(z)$ و $R(z)$ و $\phi(z)$ إلى كل من نصف قطر الحزمة الغاوصية ونصف قطر انحناء جبهة الموجة وانزياح طور غوي للحزمة الغاوصية على الترتيب والتي تعطى بالعلاقات الآتية:

$$W(z)=W_o\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2}=W_o\sqrt{1+\left(\frac{\lambda z}{\pi W_o^2}\right)^2} \quad (21)$$

$$R(z)=z\left[1+\left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right]=z\left[1+\left(\frac{\pi W_o^2}{\lambda z}\right)^2\right] \quad (22)$$

$$\phi(z)=\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)=\arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi W_o^2}\right) \quad (23)$$

إن التفسير الفيزيائي لتوزع السعة العقدية للحقل الكهربائي $E(x,y,z)$ المحدد عند كل نقاط الفراغ الحر يمثل بجداء ثلاثة حدود أسية كما هو موضح في المعادلة (20) بالشكل الآتي:

إن العامل الأسي الأول يُسمى بعامل السعة العقدية للحقل الكهربائي ذات التوزع العرضاني الغاوصي $E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right]$ ويوضح هذا العامل بأن معدل السعة يتغير عندما تنتشر الحزمة الغاوصية بأبعاد مختلفة وفقاً للقيم z المتصاعدة. وهذا العامل ذو أهمية كبيرة في وصف الأنماط الليزرية TEM_{mn} المتولدة ضمن المجاوبات البصرية (Abramochkin & Volostnikov 2004). حيث تعتمد معظم المجاوبات البصرية في الليزرات على توزع الحقل الكهربائي العرضاني والذي يقاس بواحدة "$Volts.m^{-1}$". بما أن الحزمة الغاوصية تملك توزعاً متناظراً للحقل الكهربائي لذلك تعطى تغيراتها بالعلاقة التالية:

$$E(x,y,z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{(x^2+y^2)}{W^2(z)}\right] = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \qquad (24)$$

حيث E_0 تمثل السعة العظمى للحقل الكهربائي عند مركز الحزمة الغاوصية وفق منحى الانتشار z و $r^2 = x^2 + y^2$ الذي يُعبر عن نصف القطر اعتباراً من مركز الحزمة x و y وهي الإحداثيات العرضانية لأية نقطة بالمقارنة مع الإحداثيات المتموضعة عند مركز الحزمة. بينما يُعبر العامل $W_0/W(z)$ عن الاستطاعة الكلية للحزمة الغاوصية والتي تكون محفوظة وفق منحى الانتشار z في الفراغ الحر. تمتاز الحزمة الغاوصية بمنطقة أصغرية تدعى بخصر الحزمة، عندها يمكن التعبير عن التغيرات العرضانية لسعة الحقل الكهربائي بالعلاقة التالية:

$$E(x,y,z=0) = E_0 \exp\left[-\frac{r^2}{W_0^2}\right] = E_0 \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{W_0^2}\right] \qquad (25)$$

من جهة أخرى إن عين الإنسان غير حساسة لسعة الحقل الكهربائي $E(x,y,z)$ وإنما حساسة لتوزع شدة الإضاءة الليزرية التي تتناسب طرداً مع مربع سعة الحقل الكهربائي $I \sim E.E^* = |E|^2$ وعامل التناسب في هذه الحالة يأخذ أبعاد مقاومة ويدعى بالمقاومة الموجية في الفراغ الحر ويرمز له بالرمز η وتبلغ قيمة هذه المقاومة في الخلاء $\eta = \eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \simeq 377\Omega$ حيث μ_0 و ε_0 ثابتا النفاذية

المغناطيسية والعازلية الكهربائية للخلاء على الترتيب، وتكون واحدة توزع شدة الإضاءة $Watt/m^2$ وهي تمثل استطاعة الأشعة الساقطة على واحدة المساحة. انطلاقاً من ذلك فإن المعدل الزمني لتوزع شدة إضاءة الحزمة الغاوصية وفق النمط TEM_{00} يعطى بالعلاقة التالية:

$$I(x,y,z)=I_o\left(\frac{W_o}{W(z)}\right)^2\exp\left[-2\frac{r^2}{W^2(z)}\right]=I_o\frac{z_R^2}{z^2+z_R^2}\exp\left[-2\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \quad (26)$$

حيث: $I_0=|E_0|^2/2\eta_0$

يوصف توزع شدة الإضاءة للحزمة الغاوصية في مستوي خصر الحزمة عند $z=0$ بأنه يملك توزعاً غاوصياً متمثلاً بالعلاقة التالية:

$$I(x,y,z=0)=I_o\exp\left[-2\frac{r^2}{W_o^2}\right]=I_o\exp\left[-2\frac{(x^2+y^2)}{W_0^2}\right] \qquad (27)$$

يمكن الحصول على الاستطاعة الكلية المحتواة ضمن نصف القطر $r=\sqrt{x^2+y^2}$ بسهولة عند إجراء تكامل توزع شدة الإضاءة في المستوي العرضاني من الصفر إلى اللانهاية.

$$p=\int_0^\infty I(r)2\pi r\,dr=\frac{I_0}{2}\pi W_0^{\,2}=const \qquad (28)$$

كما نلاحظ من العلاقة (28) أن الاستطاعة الكلية p المحمولة بوساطة الحزمة الثابتة هي ذاتها عند كل مقطع عرضي للحزمة الغاوصية ومستقلة عن قيم z، كما هو متوقع. وبالتالي فإن الاستطاعة الكلية للحزمة تساوي نصف الشدة العظمى مضروبة بمساحة الحزمة الغاوصية.

ترتبط الاستطاعة الكلية p مع توزع الشدة I_0 في مركز الحزمة بالعلاقة:

$$I_0=P_0\left(\frac{2}{\pi W_o^2}\right) \qquad (29)$$

ويكون توزع الشدة أعظمياً وتساوي $I_0=I_{max}$ ، عندما $z=0$ في $z=0,\ r=0$ مركز الحزمة نظراً لصغر مساحة الحزمة الغاوصية. وبما أن الحزم الليزرية غالباً

توصف حسب استطاعتها p، فمن المفيد التعبير عن الشدة I_0 بتابعية p باستخدام العلاقة (28) وإعادة كتابة العلاقة (26) بالشكل:

$$I(x,y,z)=\frac{2p}{\pi W^2(z)}\exp\left[-2\frac{r^2}{W^2(z)}\right]=\frac{2p}{\pi W^2(z)}\exp\left[-2\frac{x^2+y^2}{W^2(z)}\right] \quad (30)$$

يُمثل العامل الأسي الثاني $\exp\left[-\frac{\left(x^2+y^2\right)}{2R(z)}\right]$ في العلاقة (20) عامل الطور العرضاني وهو يُعبر عن تغير قيمة الطور وفق المنحنى القطري $r=\sqrt{x^2+y^2}$ المعامد لمنحى الانتشار z. ويشير هذا العامل إلى أن المستوى $z=const$ ليست سطوح تساوي الطور كلما ابتعدنا عن منحى الانتشار z، وإنما هي عبارة عن سطوح منحنية ونصف قطر انحناءها هو $R(z)$. في هذه الحالة يمكن أن نقول إن الحزمة الغاوصية لها تقريب جبهة الموجة الكروية لنصف قطر انحناء يتغير وفق منحى الانتشار z وفقاً للعلاقة (22)".

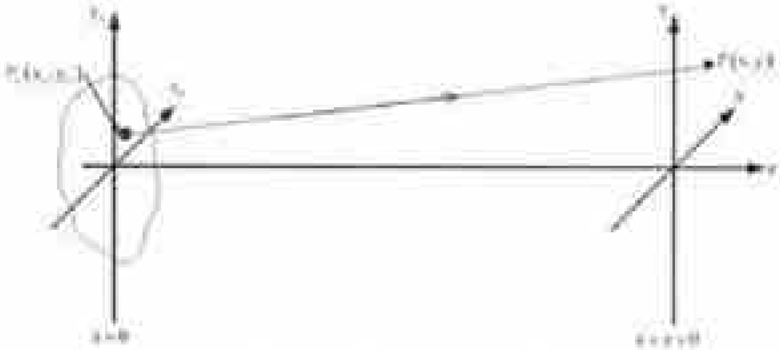
يُمثل العامل الأسي الثالث $\exp\left[-i\left(kz-\phi(z)\right)\right]$ في العلاقة (20) عامل الطور الطولاني الذي يُعبر عن تغير طور الحزمة الغاوصية وفق منحى الانتشار z ويعطى بالعلاقة:

$$\Phi(z)=kz-\phi(z) \quad (31)$$

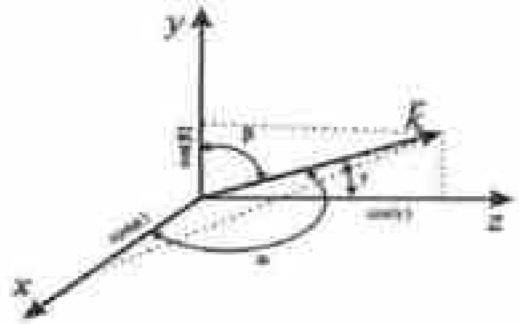
إن الحد الأول من العلاقة (31) يمثل طور الموجة المستوية بينما الحد الثاني $\phi(z)$ المعطى بالعلاقة (23) يمثل انزياح الطور الطولاني الذي يغير طور الموجة المستوية ويسمى هذا الحد $\phi(z)$ بانزياح طور غوي والذي يتغير ببطء مع انتشار الحزمة الغاوصية وفق منحى الانتشار z من $-\frac{\pi}{2}$ إلى $+\frac{\pi}{2}$ التي لأجلها تتغير قيم z من $z<<z_R$ إلى $z>>z_R$ ماراً بالقيمة $-\frac{\pi}{4}$ عندما $z=z_R$ وإن هذا الحد يلعب دوراً أساسياً لتحديد التواترات التجاوبية للأنماط الطولانية المتولدة في المجاوبات البصرية المستقرة".

النتائج والمناقشة:

يستند مخطط خوارزمية البرنامج الحاسوبي المكتوب بلغة *Borland C⁺⁺builder 6* الذي تم تصميمه خصيصاً لأجل هذا الهدف إلى طريقة انتشار الطيف الزاوي للأمواج المستوية باستخدام زوج من تحويلات فورييه لوصف انتشار الحزم الغاوصية بين المستويين المحددين كما في الشكل (2) وذلك ابتداءً من المستوى الأول الممثل بموضع خصر الحزمة الغاوصية W_0 عند $z=0$ إلى المستوي الثاني الموازي له والمنتشر بأبعاد مختلفة وفق المحور z التي توافق التواترات الزاوية المكانية التي يمكن حسابها اعتماداً على الشكل الهندسي (3) .(Dominguez et al., 2010)



الشكل (2) يمثل انتشار الحزمة الغاوصية بين المستويين



الشكل (3) المستوي الذي يمثل جيوب تمام توجيه الزوايا α,β,γ المعرفة في جملة الإحداثيات الديكارتية

$$\left.\begin{aligned} k_x &= k\cos\alpha = \frac{2\pi\cos\alpha}{\lambda} = 2\pi\nu_x \Rightarrow \nu_x = \frac{\cos\alpha}{\lambda} \\ k_y &= k\cos\beta = \frac{2\pi\cos\beta}{\lambda} = 2\pi\nu_y \Rightarrow \nu_y = \frac{\cos\beta}{\lambda} \\ k_z &= k\cos\gamma = \frac{2\pi\cos\gamma}{\lambda} = 2\pi\nu_z \Rightarrow \nu_z = \frac{\cos\gamma}{\lambda} \end{aligned}\right\} \qquad (32)$$

حيث ν_x و ν_y و ν_z تمثل التواترات الزاوية المكانية للموجة المستوية في اتجاه المحاور x و y و z على الترتيب، بينما تمثل كل من α و β و γ جيوب تمام توجيه أي: $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1$ و $k^2=k_x^2+k_y^2+k_z^2$ ، بالتالي تحقق مركبات مجموع المتجهات العلاقة التالية:

$$k_z=\left(k^2-k_x^2-k_y^2\right)^{\frac{1}{2}} \Rightarrow \nu_z=\left[\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2-\nu_x^2-\nu_y^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (33)$$

تُعتبر هذه الطريقة إحدى الطرائق الفعالة لمعالجة الظواهر الانعراجية لمتغيرات الحزم الغاوصية في الفراغ الحر عند حساب الانتشار الانعراجي ومحاكاتها عددياً لتوزع السعة العقدية للحزمة الغاوصية، ومن ثم تمثيله بقسميه الحقيقي والتخيلي، وكذلك حساب توزع الشدة وانزياح الطور للحزمة الغاوصية للنمط الأساسي TEM_{00} عن طريق تجزئته إلى مجموعة من المويجات المستوية، وتحليل جميع مركبات هذه المويجات المستوية كلٌ على حدى، باستخدام القيم الذاتية وذلك بالاستفادة من طبيعة الأمواج المستوية عند انتشارها في الفراغ الحر التي تتميز بأنها توابع خاصة للانتشار الانعراجي، وتدعى هذه الخطوات بطريقة تحليل الطيف الزاوي (Hild,2004). والمخطط الصندوقي لخوارزمية البرنامج موضح في الشكل (4).

بأخذ الثوابت الفيزيائية لمتغيرات الحزمة الغاوصية والمستخدمة في المحاكاة العددية، وباعتبار خصر الحزمة الغاوصية $W_0=200\mu m$ لكل من ليزر $He-Ne$ ذي طول موجة $\lambda=632.8nm$ والليزر الأرغوني ذي طول موجة $\lambda=514.4nm$. لإجراء محاكاة عددية نعوض الثوابت المذكورة أعلاه في المعادلات (8,9,20,21,22,23,24,25,26,27,28,31) الممثلة للمتغيرات الأساسية للحزمة الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00} في الفراغ الحر الذي ينتشر وفق منحى الانتشار z ابتداءً من المستوي الأول $z=0$ الممثل للبعد عن موضع خصر الحزمة الغاوصية $W_0=200\mu m$ إلى المستويات الأخرى ذات الأبعاد: $z=z_R$ و $z=2z_R$ كما هو في الشكل (5).

التوزيع الأولي لتحويل فورييه ثنائي البعد عند المستوى الأول $z=0$

$$\psi_0(\nu_x,\nu_y)=\mathcal{F}_{2D}\{\Psi_0(x,y)\}=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\Psi_0(x,y)\exp\left[-2\pi i\left(x\nu_x+y\nu_y\right)\right]dxdy$$

التوزيع الأولي لتحويل فورييه العكسي ثنائي البعد عند المستوى الأول $z=0$

$$\Psi_0(\nu_x,\nu_y)=\mathcal{F}_{2D}^{-1}\{\psi_0(x,y)\}=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\psi_0(\nu_x,\nu_y)\exp\left[2\pi i\left(x\nu_x+y\nu_y\right)\right]d\nu_x d\nu_y$$

أيقونة لطيف فورييه التردد المكاني
لترشيح الضجيج عالي التردد

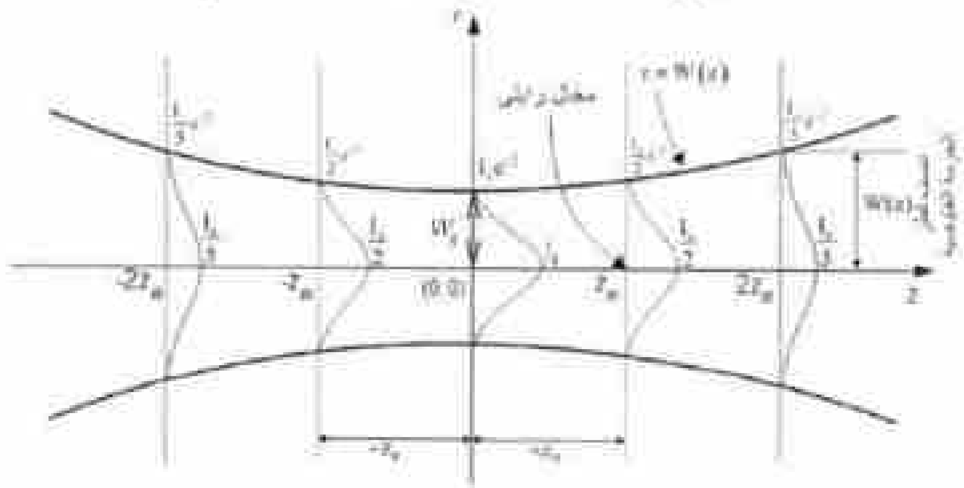
تابع تحويل فورييه من أجل مواضع مختلفة لـ $z>0$ للحقل الموجي

$$\Psi(\nu_x,\nu_y;z)=\psi_0(\nu_x,\nu_y)\exp\left(i2\pi z\sqrt{\frac{1}{\lambda^2}-\nu_x^2-\nu_y^2}\right)$$

تحويل فورييه العكسي للحقل المنتشر وفق مواضع مختلفة لـ $z>0$

$$\Psi(x,y;z)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\psi_0(\nu_x,\nu_y)\exp\left(i2\pi z\sqrt{\frac{1}{\lambda^2}-\nu_x^2-\nu_y^2}\right)\right]\exp\left[i2\pi\left(x\nu_x+y\nu_y\right)\right]d\nu_x d\nu_y$$

الشكل(4) المخطط الصندوقي لخوارزمية الطيف الزاوي



الشكل (5) يمثل مخطط توزع شدة الاضاءة الليزرية للحزمة الغاوصية من النمط الاساسي TEM_{00} أثناء انتشارها في الفراغ الحر

يوضح الشكل (6) التغيرات التي تحصل على توزع شدة الإضاءة للحزمة الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00} المعطاة بالعلاقة (26) والذي مقطعه العرضاني في هذه الحالة يكون على شكل تابع غاوصي(تمثل على هذا الشكل بطريقتين: ثنائية البعد وعرض الحزمة التي تمثله الصور في الطرف الأيمن العلوية) وتوزع انزياح طور غوي $\phi(z)$ وتمثله الصور في الطرف الأيسر العلوية المعطى بالعلاقة (23) المستخدمة في المحاكاة العددية لليزر الأرغوني بطول الموجي $\lambda = 514.4nm$.

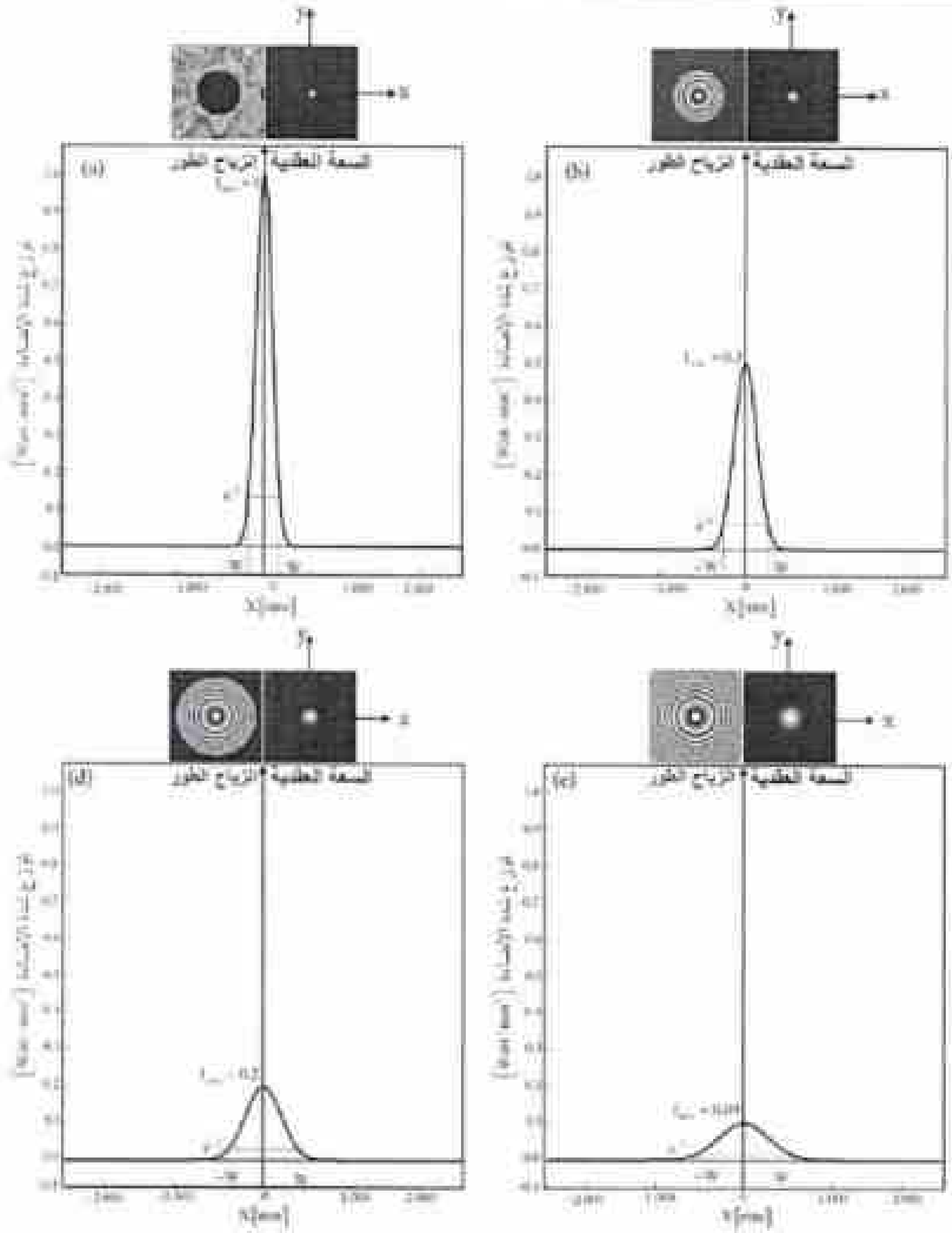
نلاحظ من الشكل (6–a) أن توزع شدة الإضاءة في المركز يكون أعظمياً $I_{max} = I_0 = 1$ عندما $r = o$ و $z = 0$ فإن:

$$I(0,z) = I_0 \frac{W_0^2}{W^2(z)} = \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$$

وانزياح طور غوي $\phi(z) = o$ عندما $z \to 0$ كما في الشكل (6-a) الممثل بالبقعة السوداء التي تشير إلى قيمة معدومة للطور، ومن ثم تتناقص هذه الشدة تدريجياً كلما ابتعدنا عن مركز خصر الحزمة وتبلغ نصف قيمتها العظمى $I_{max} = 0.5$ عندما $z = \pm z_R$، أي $W(z = \pm z_R) = W_0\sqrt{2}$ بينما الطور المعطى بالعلاقة (31) وعند محور الحزمة يتغير بمقدار $\pi/4$ مقارنة مع طور الموجة المستوية kz كما في الشكل (6-b)، ومن أجل مسافات أكبر بعد مجال رايلي $|z| >> z_R$ فإن $I(o,z) \approx I_0 \frac{z_R^2}{z^2}$ عندها سيتناقص توزع شدة الإضاءة كلما ابتعدنا عن خصر الحزمة الغاوصية كما في الشكل (6-d,e) وفقاً لقانون معامل الطور التربيعي، حيث لايمكننا تحديد حدود لهذه الحزمة التي تمتد إلى مالا نهاية نظرياً، ولا يمكن عندها تعيين أبعاد الحزمة بوصفه جسم فيزيائي ملموس. لهذا السبب ولكي نعين أنصاف أقطار الحزمة الغاوصية $W(z)$ بشكل دقيق وصحيح، نستخدم التعريف الأكثر شيوعاً لعرض الحزمة $2W(z)$ ويدعى بمعيار الأيزو (ISO11146,1999) والذي يستخدم في جميع منتجات ميلز غريوت

(CVI Mells Griot) الذي يُعرف بأنه العرض الذي يتناقص عنده شدة الحزمة إلى e^{-2} مرة من قيمته العظمى وذلك عند قياس هذا العرض في مستو معامد لمنحى الانتشار z، وهذا التعريف ملائم من أجل الليزرات التي تعمل وفق النمط الأساسي TEM_{00} . ومنه نجد $I\left[W(z)\right]=\frac{I_0}{e^2}=0.135I_0$ بالتالي فإن قيمة الحزمة الغاوصية عند هذه النقطة تكون أقل بكثير من شدة الحزمة الصادرة عند المحور الأساسي حيث $\frac{I\left[W(z)\right]}{I_0}=0.135=13.5\%$ يوضح الشكل (6) أيضاً التغيرات الحاصلة في توزع شدة الإضاءة بوصفه تابع للمسافة x بالنسبة لمركز الحزمة الغاوصية، التي مسقطها في هذه الحالة تكون على شكل تابع غاوصي. وبانتشار الحزمة الغاوصية عند أبعاد مختلفة لـ z فإن نصف قطر الحزمة الغاوصية $W(z)$ ستزداد والتي عندها عرض الحزمة $2W(z)$ الليزرية ذات التوزع العرضاني ستتسع كما هو موضح في الصور في الطرف الأيمن العلوية من الشكل (6) وبالتالي فإن النقاط التي تمثل e^{-2} مرة من قيمة الشدة ستصبح أبعد عن المحور، كما في الشكل (6-b,d,e). كما نلاحظ من الشكل (6) إن البقعة البيضاء في الصور العلوية في الطرف الأيسر الممثلة لانزياح الطور تشير إلى قيمة للطور مساوية 2π بينما تشير البقعة السوداء إلى قيمة معدومة للطور ، بينما اللون الأبيض والأسود الحاد يشير إلى قفزة طورية بين الصفر و 2π .

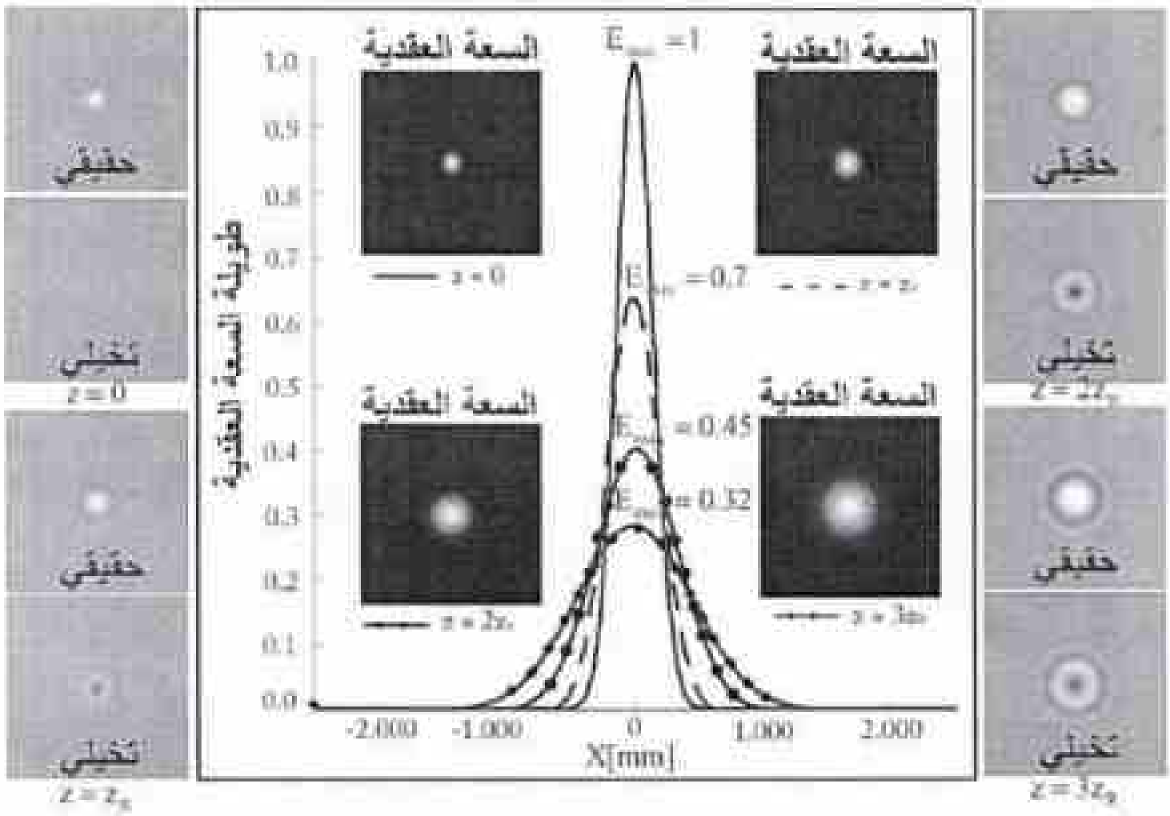
يمثل الشكل (7) الشكل الهندسي ثنائي البعد لطويلة السعة (Magnitude) العقدية للحقل الكهربائي والمعطاة بالعلاقة (24) وكذلك عرض الحزمة الليزرية للسعة العقدية (الصور عند أطراف المنحني) ومن ثم تمثيلها بقسميها الحقيقي والتخيلي (الصور الجانبية) للحزمة الغاوصية أثناء انتشارها في الفراغ الحر بطريقة الطيف الزاوي والمستخدمة في المحاكاة العددية لليزر الأرغوني بطول موجة λ=514.4nm .



الشكل (6)

نلاحظ من الشكل (7) أن عرض الحزمة الغاوصية (الذي يُعرف بأنه العرض الذي يتناقص عنده سعة الحقل إلى e^{-1} مرة من قيمته العظمى) سوف يكون في البداية صغيراً عند خصر الحزمة $z = 0$ الممثل بالخط الغامق ثم يزداد بشكل سريع كلما ابتعدنا عن خصر الحزمة الغاوصية الممثل بالخط المنقط $z = z_R$ عند مجال رايلي والخط الممثل بالدوائر $z = 2z_R$ بعد مجال رايلي والخط الممثل

بالمربعات $z=3z_R$ عند مسافات أبعد بكثير من مجال رايلي $z \gg z_R$ فإن الحزمة ستبدأ بالانفراج لتمثل حزمة كروية صادرة من منبع نقطي متموضع في مركز الحزمة. وعندها سوف يزداد نصف القطر $W(z)$ بشكل خطي مع المسافة z وفقاً للمعادلة:



الشكل(7)

$$W(z \gg z_R) \approx \frac{\lambda z}{\pi W_0} \approx \frac{W_0}{z_R} z \approx z\theta$$

ومنه نحصل على نصف زاوية الحقل البعيد للحزمة الغاوصية ويسمى أيضاً نصف انفراج الحزمة الغاوصية المعطاة بالعلاقة (9). والجدول (1) يوضح قيم نصف الانفراج الزاوي من أجل كل من الليزرين المستخدمين $He-Ne$ والأرغوني من أجل قيم مختلفة لخصر الحزمة الغاوصية.

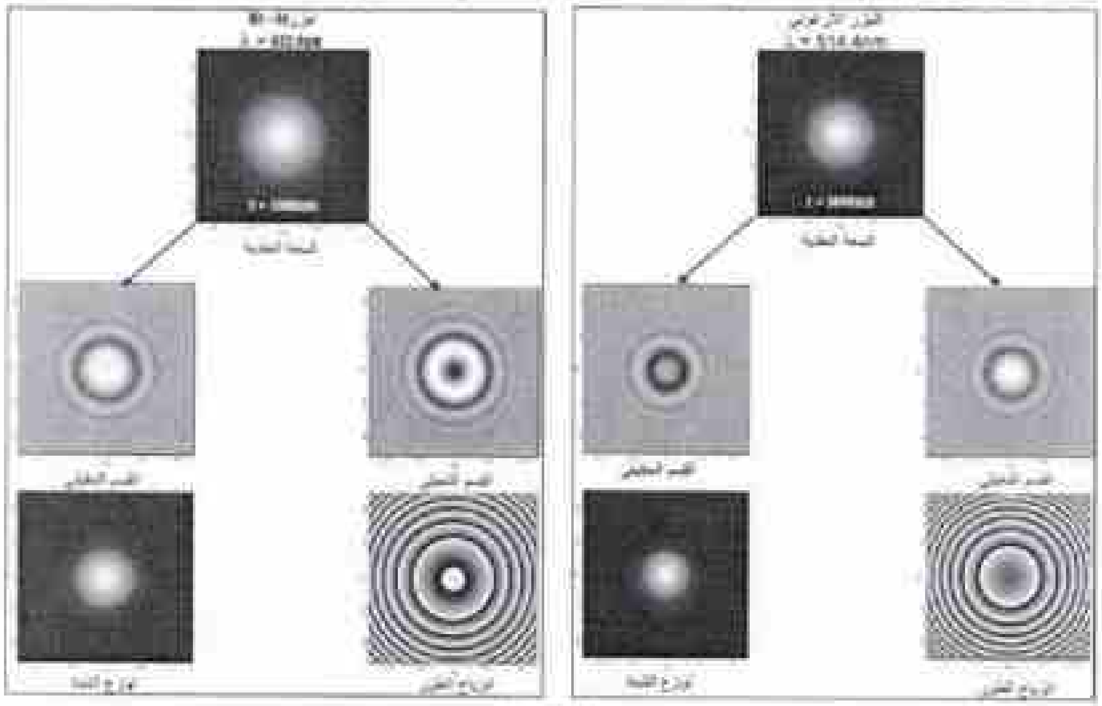
الجدول (1)

W_0 (µm)	100	200	300
He:Ne θ (m.Rad)	2.014	1.007	0.671
θ لليزر الأرغون (m.Rad)	1.637	0.818	0.545

نلاحظ من الجدول (1) أنه كلما صغر نصف قطر خصر الحزمة الغاوصية ازدادت زاوية الانفراج، كما نلاحظ أنه كلما ازداد طول الموجة λ ازدادت زاوية انفراج الحزمة الغاوصية. وكذلك تكون طويلة سعة الحقل الكهربائي في مركزها أعظمياً وفق معيار نسبة ستريهل $E_0 = E_{max} = 1$ عندما $r = o$ و $z = 0$ ومن ثم تتناقص قيم السعة العظمى $E_{max} = 0.7, 0.45, 0.32$ كلما ابتعدنا عن مركز الحزمة الغاوصية، وهذا يعني بأنه كلما ابتعدنا عن محور الانتشار z فإن قيم الطور تتغير بسعة أكبر بتابعية r وأنه ليس للسعة معنى من أجل قيم r الكبيرة لذلك تصبح السعة مهملة. كما نلاحظ أن توزع السعة العقدية للحقل الكهربائي يحافظ على شكله بحيث يملك توزعاً غاوصياً، إلاّ أن عرض الحزمة سوف يتسع كلما ابتعدنا عن موضع خصر الحزمة كما هو موضح في الصورعند أطراف المنحني الشكل (7). كما نلاحظ من الشكل(7) أن توزع السعة العقدية عند خصر الحزمة الغاوصية $z = 0$ يمثل بقسمه الحقيقي فقط بينما يكون قسمه التخيلي معدوماً.

يوضح الشكل (8) النمط الأساسي TEM_{00} لانتشار الحزمة الغاوصية في الفراغ الحر على بُعد $z = 1000mm$ لكل من توزع السعة العقدية للحزمة الغاوصية ومن ثم تمثيله بقسميه الحقيقي والتخيلي وكذلك توزع الشدة وانزياح الطور للحزمة الغاوصية باستخدام تقنية الطيف الزاوي والمستخدمة في المحاكاة العددية لكل من الليزرين المستخدمين $He - Ne$ والأرغوني باعتبار خصر الحزمة الغاوصية $W_0 = 200\mu m$. نلاحظ من الشكل (8) أن كلّ من السعة العقدية والشدة تكون فيها شدة الحقل مُركزة على محور الانتشار ويظهر مقطعه العرضي على شكل بقعة ضوئية واحدة دائرية مضيئة تتدرج شدتها الضوئية من المركز إلى الأطراف، أي تكون شدة الإضاءة في مركزها أعظمية، وتتناقص كلما ابتعدنا عن مركز الدائرة. كما نلاحظ من الشكل (8) أن عرض الحزمة الغاوصية لليزر الأرغوني أصغر من الليزر $He - Ne$ مما يدل على أن طول موجة الضوء المستخدم يُعتبر من إحدى أهم المعاملات الرئيسة التي تؤثر في الحزمة الغاوصية. حيث اللون الأبيض في الصور

يكافئ القيمة الأعظمية لسعة الحقل الكهربائي أو الشدة ويساوي الواحد بينما يشير اللون الأسود إلى قيم السعة أو الشدة المعدومة التي تساوي الصفر.



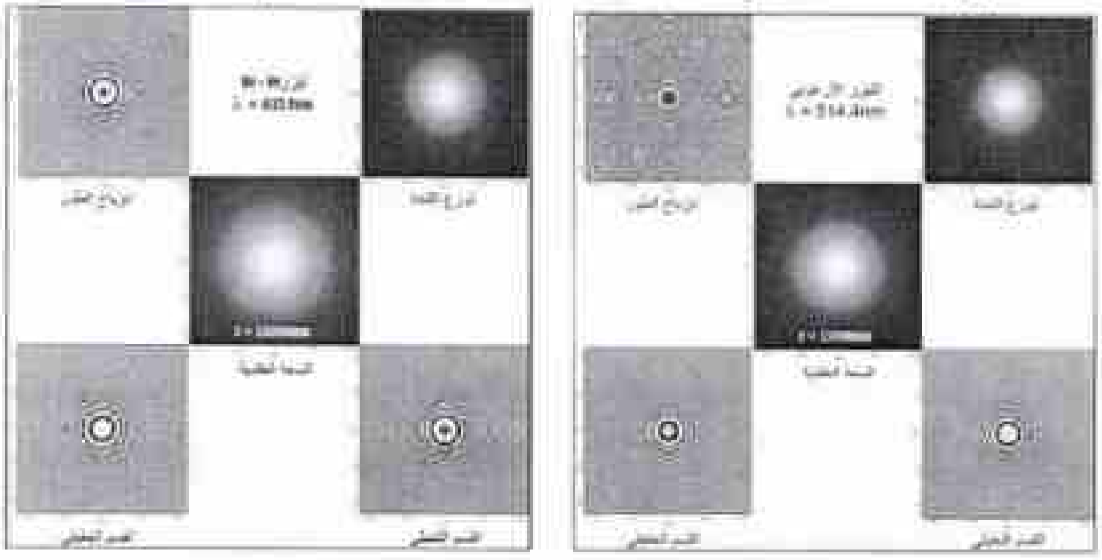
الشكل (8)

يوضح الشكل (9) التغيرات التي تحصل على متغيرات الحزمة الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00} أثناء انتشارها في الفراغ الحر من أجل المسافات الكبيرة $z >> z_R$ المستخدمة في المحاكاة العددية لكل من الليزرين $He-Ne$ والأرغوني باعتبار خصر الحزمة الغاوصية $W_0 = 200\mu m$ والبعد $z = 13000mm$ باستخدام تقنية الطيف الزاوي.

نلاحظ إن عامل الطور العرضاني من العلاقة (20) الممثلة بالحد الأسي الثاني $\exp\left[-\frac{(x^2+y^2)}{2R(z)}\right]$ يُعبر عن تغير قيمة انحراف الطورعن النقاط غير المحورية في المستوي العرضاني المدروس وفق منحى الانتشار z.

يوضح الشكل (9) أيضاً أن العامل في المستوي $z = const$ ليست إلاّ عبارة عن سطوح تساوي الطور كلما ابتعدنا عن منحى الانتشار z ، وتمثل سطوح منحنية، ونصف قطر انحناءها هو $R(z)$ ، عندها يمكن أن نقول إن الحزمة الغاوصية لها تقريب جبهة الموجة الكروية لنصف قطر انحناء يتغير وفق منحى الانتشار z وفقاً

العلاقة (22) ومنها نجد أن نصف قطر انحناء جبهة الموجة تصبح $R(z) \approx z$ الذي يزداد خطياً مع البعد z تماماً، والحزمة تقترب من الموجة الكروية عندها يكون انفراج الحزمة الغاوصية مشابهاً للموجة الكروية الصادرة عن منبع نقطي متموضع في مركز خصر الحزمة. كما نلاحظ من الشكل (9) أن متغير انزياح طور غوي والمعطى بالعلاقة (23) يصف انزياح طور قدره π عندما تجتاز جبهة الموجة مجال خصر الحزمة الغاوصية، أي هناك تأخير طوري في جبهة الموجة للحزمة الغاوصية بالمقارنة مع الموجة المستوية أو الموجة الكروية عندما تنتقل الحزمة الغاوصية ومن $z=-\infty$ إلى $z=\infty$ يساوي π، وتعرف هذه الظاهرة بتأثير غوي(Guoy effect).



الشكل رقم (9)

الاستنتاجات والتوصيات:

يتبين لنا أن تقنية الطيف الزاوي قد سمحت لنا بنجاح دراسة الحزم الغاوصية أثناء انتشارها في الفراغ الحر ورسم أشكالها بين مستويين مختلفين الأول الممثل بموضع خصر الحزمة عند $z=0$ والثاني الموازية له والممثل بأبعاد مختلفة لقيم z المتصاعدة والتي تنتشر وفق المحور z، وذلك من خلال دراسات تستند على مبادىء ومفاهيم انفراج الحزم الغاوصية باستخدام تابع التحويل الفراغي لانتشار الأمواج المستوية والتي تتميز بأنها توابع خاصة للانتشار الانعراجي في الفراغ الحر. هذه التقنية تُبرز حقائق علمية لم تظهرها مراجع علمية سابقة مهمة بدراسة بصريات

الحزم الغاوصية. كما وجدنا من خلال الدراسة المحاكاة العددية أن طول موجة الضوء الليزري المستخدم يُعتبر من إحدى أهم المتغيرات الأساسية التي تؤثر في الحزمة الغاوصية من النمط الأساسي TEM_{00} أثناء انتشارها في الفراغ الحر، وهذا ما يؤكد أنه يمكن استخدام هذه التقنية في تطبيقات متنوعة مثل الطابعات الليزرية والألياف البصرية والمنظومات البصرية لتخزين البيانات ضوئياً، وكذلك مساعدة الباحثين في تحديد نوعية المجاوبة البصرية المستخدمة بهدف الحصول على أفضل نتائج للتطبيقات الليزرية، وبالاستفادة من هذه النتائج التي تُعتبر مهمة لإجراء الدراسات اللاحقة في المجاوبات البصرية المستقرة.

هذا وقد ساعد هذا البرنامج الحاسوبي المكتوب بلغة *Borland C⁺⁺builder 6* لإيجاد توزع السعة العقدية للحزمة الغاوصية ومن ثم تمثيله بقسميه الحقيقي والتخيلي وكذلك لحساب توزع الشدة وانزياح الطور للحزمة الغاوصية للنمط الأساسي TEM_{00}.

المراجع

1. **ABRAMOCHKIN** E. G.; **VOLOSTNIKOV** V. G., 2004- **Genera-lized Gaussian Beams**, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 6, S157–S161.
2. **BACHOR**, H.A.,1998- **A Guide to Experiments in Quantum Optics**, Wiley, New York.
3. **BORN** M.; **WOLF** Y. E., 1999- **Principles of Optics: Electro-magnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light**, Cambridge University Press.
4. **DOMINGUEZ** A.C.; **ARROYO** J.B.; **GOMEZ** J.E., **NICONOFF** G.M., 2010- **Numerical calculation of near field scalar diffraction using angular spectrum of plane wave's theory and FFT**. Rev. Mex. Fis. E56(2) 159-164P.
5. **GENEVA:** ISO 11146.,1999- **International standard organization lasers and laser-related equipment.**
6. **GOODMAN** J.W., 2005- **Introduction to Fourier Optics**, 3rd. Ed. Roberts & Company Publishers. 491P.
7. **HECHT** E., 2002- **Optik**, Oldenburg Wissenschaftsverlag, ISBN
8. **HODGSON** N.; **WEBER** H., 2005- **Laser Resonators and Beam Propagation**, Springer, New York. 703P.
9. **JOSEPH** T.; **VERDEYEN**., 1996- **Laser Electronics**, 3th edition Press: University of Illinois at Urbana-Champaign,USA. 779P.
10. **KOGELNIK**, H., 1979- **Propagation of Laser Beams**. In Applied Optics and Optical Engineering; Shannon, R., Wyant, J.C., Eds.; Academic Press: San Diego, Vol. VII, 155–190P.
11. **Lax** M., 1975 – **From Maxwell to paraxial wave optics**, Phys.Rev., A, 18,1862-1870P
12. **ROSEMARIE** H., 2004- **Angular spectrum description of light propagation in planar diffractive optical elements**, Proc. SPIE 5456, 364 ; doi:10.1117/12.544471.
13. **SALEH** B. E. A.; **TEICH** M. C., 2007- **Fundamentals of Photonics**, 2nd Ed. John Wiley & Sons Inc., New York. 1117P.
14. **Self** S.A ., 1983- **Focusing of spherical Gaussian Beams.** Appl. Opt. 22, 658–661P.
15. **SIEGMAN** A.E., 1986- **Lasers**; Oxford University Press: Mill Valley, CA. 1283P.
16. **SVELTO**, O., 1998- **Principles of Lasers**, 4rd Ed.; Plenum Press: New York.375P.

An Analytical Study and Numerical Simulation of the Physical Properties of the Variables of Gaussian Beams Propagation in Free Space Using the Angular Spectrum Technique

Dr. Alexander Talatinian
Aleppo University – Faculty of Science
Department of Physics

ABSTRACT

The knowledge of the angular spectrum of plane waves allows the accurate determination of a complex amplitude of the Gaussian beams during its propagation in free space between two planes: The first plane represented by the location of the beam waist; that is, when $z = 0$; to the second parallel plane which is represented by different locations which propagate according to the z-axis in a homogeneous and isotropic material.

One of the very effective methods of calculating the diffraction propagation of an arbitrary complex amplitude distribution – with its real and imaginary parts - is to decompose the distribution into a summation of plane waves, and to analyze all the components of these plane waves individually using the eigenvalues. This procedure is called "The Angular Spectrum Decomposition Method".

This research aims to an analytical study and a numerical simulation of the physical properties of the variables of Gaussian beams propagation for the fundamental mode TEM_{00} in free space using the angular spectrum technique for both of the following lasers: He-Ne $\lambda = 632.8nm$ and Argon $\lambda = 514.4nm$. The equations representing these variables are derived by using a pair of Fourier transformations via the angular spectrum propagation technique with spatial angular frequency variables.

This study is represented by a special computational program written with Gaussian beams diffraction for laser modes. By this algorithmic writing, the study of many optical applications can be done.

Keywords: Gaussian beam – Angular spectrum propagation –Fundamental mode TEM_{00} -Numerical simulation