

Implementación de antenas ópticas para enlaces de comunicación cuántica empleando estados coherentes débiles en el espacio libre

Implementation of antennas for optical quantum communication links using weak coherent states in free space

Joel Santos Aguilar*, Arturo Arvizu Mondragón*, Josué Aarón López Leyva**

RESUMEN

Los sistemas de comunicación óptica clásicos en espacio libre han sido ampliamente estudiados en contraste con los sistemas cuánticos, los cuales hasta fechas relativamente recientes han ido adquiriendo gran interés para aplicaciones satelitales y distribución de llave cuántica. El adecuado diseño de los elementos que recolectan la luz en el receptor es crítico para un buen desempeño. Así, el objetivo principal del presente trabajo es presentar una metodología de diseño de antenas ópticas empleadas en comunicación cuántica. Se muestra la factibilidad y utilidad de la teoría paraxial para este diseño, permitiendo el empleo de componentes ópticos, tales como telescopios astronómicos usados en esquemas clásicos convencionales. Con la ayuda de herramientas de simulación, diseñamos una antena óptica para 1550 nm, empleando un telescopio tipo Cassegrain, y realizamos una prueba de concepto en laboratorio siendo capaces de captar tres fotones por *bit* validando la metodología sugerida.

ABSTRACT

The classical optical communication systems in free space have been extensively studied, in contrast to quantum systems which until relatively recently have acquired great interest for satellite applications and quantum key distribution. Proper design of the elements that collect light in the receiver is critical for good performance. So, the main objective of this paper is to present an optical antennas design methodology used in quantum communications. This article shows feasibility and utility of paraxial theory use for this design which allows the use of optical components such as astronomical telescopes used in conventional classical schemes. An optical antenna for 1550 nm was designed with the help of simulation tools and a commercial Cassegrain type telescope. Also, a proof of concept in the laboratory was performed where three photons per bit were captured, validating as well the suggested methodology.

Recibido: 7 de julio de 2015
Aceptado: 18 de mayo de 2016

Palabras clave:

Enlaces ópticos en espacio libre; antenas ópticas; estados coherentes débiles; enlace cuántico; telescopio tipo Cassegrain.

Keywords:

Free space optical communications; quantum communications; optical antenna; weak coherent states; Cassegrain reflector.

Cómo citar:

Santos Aguilar, J., Arvizu Mondragón, A., & López Leyva, J. A. (2016). Implementación de antenas ópticas para enlaces de comunicación cuántica empleando estados coherentes débiles en el espacio libre. *Acta Universitaria*, 26(3), 33-49. doi: 10.15174/au.2016.883

INTRODUCCIÓN

Una parte importante de los enlaces de telecomunicaciones comerciales emplean fibra óptica con niveles relativamente altos de potencia óptica, y son llamados *sistemas clásicos*. Sin embargo, existe, paralelamente, un área de desarrollo e investigación científica y tecnológica sobre enlaces ópticos en espacio libre, ya sea del tipo horizontal o vertical (Wang, Lv, Zhao & Wang, 2015). Los enlaces horizontales dentro de la atmósfera terrestre tienen aplicaciones como enlaces de corta distancia para comunicación inter y entre edificios, comunicación entre aviones, enlaces temporales para situaciones de emergencia e, incluso, en enlaces interiores, entre otras aplicaciones. Fuera de la atmósfera se puede usar este tipo de enlaces en redes ópticas inter-satelitales implementados ya sea como enlaces verticales u horizontales y bidireccionales o unidireccionales, por ejemplo desde tierra hacia el espacio profundo, en cuyo caso serían enlaces verticales. Por lo general estos sistemas son del tipo clásicos con niveles de potencia óptica relativamente altos, o de forma equivalente con un número más o menos grande de fotones por

* Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. Carretera Ensenada-Tijuana núm. 3918, Ensenada, Baja California, México, C.P. 22860. Correo electrónico: jsantos@cicese.mx; arvizu@cicese.mx

** Centro de Enseñanza Técnica y Superior Universidad (Cetys). Campus Ensenada. Km. 1 camino a Microondas Trinidad s/n, Ensenada, Baja California, México, C.P. 22860. Correo electrónico: josue.lopez@cetys.mx

bit. Por otro lado, las aplicaciones cuánticas, es decir, con bajo número de fotones por *bit*, representan un campo de interés creciente y natural para este tipo de sistemas (Vallone *et al.*, 2015). Debido a las longitudes de onda empleadas, se pueden tener ganancias de antenas ópticas elevadas con dimensiones muy inferiores a las usadas en radiofrecuencias, además de ser inherentemente sistemas con un gran ancho de banda y con una alta seguridad. Sin embargo, en el canal óptico no guiado existen perturbaciones importantes que deben ser consideradas para lograr enlaces exitosos. La atenuación de un haz de luz por la atmósfera tiene un comportamiento estocástico dependiente de las condiciones climatológicas y de la presencia de contaminantes en la misma. Por esta razón, es imperativo contar con un diseño óptimo que minimice las pérdidas ópticas en cada uno de sus componentes. Además de las fuentes ópticas y fotorreceptores, las etapas de radiación y colección de fotones, es decir, las antenas ópticas, son elementos clave para el buen desempeño y operación exitosa de este tipo de sistemas.

MATERIALES Y MÉTODOS

Comunicaciones ópticas cuánticas

Estos sistemas, como su nombre lo indica, emplean estados cuánticos para transmitir información con aplicaciones tan diversas como la criptografía cuántica y las comunicaciones cuánticas espaciales, entre otras. A continuación, se describirán varios de los estados ópticos cuánticos más utilizados.

Estados ópticos cuánticos

Los estados cuánticos son características propias de las partículas. En el caso de un haz de luz, al reducir la potencia óptica en extremo o al generar una señal extremadamente débil en un sistema de comunicaciones, se dice que un sistema se acerca al dominio cuántico, cuando se trabaja con una cantidad muy reducida de fotones o cuantos de luz.

Una forma sencilla de describir los estados cuánticos sin recurrir al formalismo de la mecánica cuántica es usando la electrodinámica cuántica que trata a los campos eléctricos y magnéticos como vectores con una parte determinística y otra aleatoria, facilitando su representación y manejo mediante técnicas fasoriales, muy familiares para los ingenieros (Millman, 1979).

La electrodinámica cuántica toma en cuenta la naturaleza cuántica de la luz, haciendo uso de la relación

de incertidumbre de Heisenberg, que relaciona simultáneamente mediciones de posición (x) y momento (p) de una partícula, y establece que el producto de sus incertidumbres Δp y Δx debe obedecer a la siguiente desigualdad (Saleh & Teich, 1991):

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (1)$$

donde $\hbar \equiv \frac{h}{2\pi}$ y $h = 6.62377 \times 10^{-34}$ Joules-s es la constante de Planck.

De manera análoga, puede establecerse una relación de incertidumbre entre el tiempo (Δt) y la energía (ΔE) de un fotón en un paquete de onda, como indica la siguiente ecuación (Saleh & Teich, 1991):

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (2)$$

Para obtener una relación entre las incertidumbres del número de fotones (Δn) y la fase de un campo óptico ($\Delta \phi$), se sustituyen en la ecuación (2) las siguientes ecuaciones (Gallion, 1999):

$$\Delta E = \Delta n h \nu, \quad (3)$$

$$\Delta \phi = 2\pi \Delta t \nu, \quad (4)$$

obteniendo:

$$\Delta n \Delta \phi \geq \frac{1}{2}, \quad (5)$$

donde ν es la frecuencia de la señal óptica.

Así, puede observarse que la relación de incertidumbre se extiende a mediciones ópticas como la amplitud y fase de campos ópticos.

Para la representación vectorial de campos ópticos, se expresa el campo eléctrico monocromático clásico en un resonador como (Yariv, 1997):

$$e(t) = |E| \cos(\omega t + \beta) = \text{Re}[E \exp(i\omega t)], \quad (6)$$

donde

$$E = |E| \exp(i\beta) = E_1 + iE_2, \quad (7)$$

ω es la frecuencia angular del campo óptico y β su fase. El fasor de la ecuación (7) se muestra en la figura 1a como un vector en el plano complejo E de longitud $|E|$ y proyecciones E_1 y E_2 a lo largo de los ejes real e imaginario, respectivamente.

De acuerdo con la mecánica cuántica, la amplitud compleja E en la ecuación (7) no puede ser especificada exactamente. Su incertidumbre se representa por medio del denominado *círculo de incertidumbre*, (figura 1b).

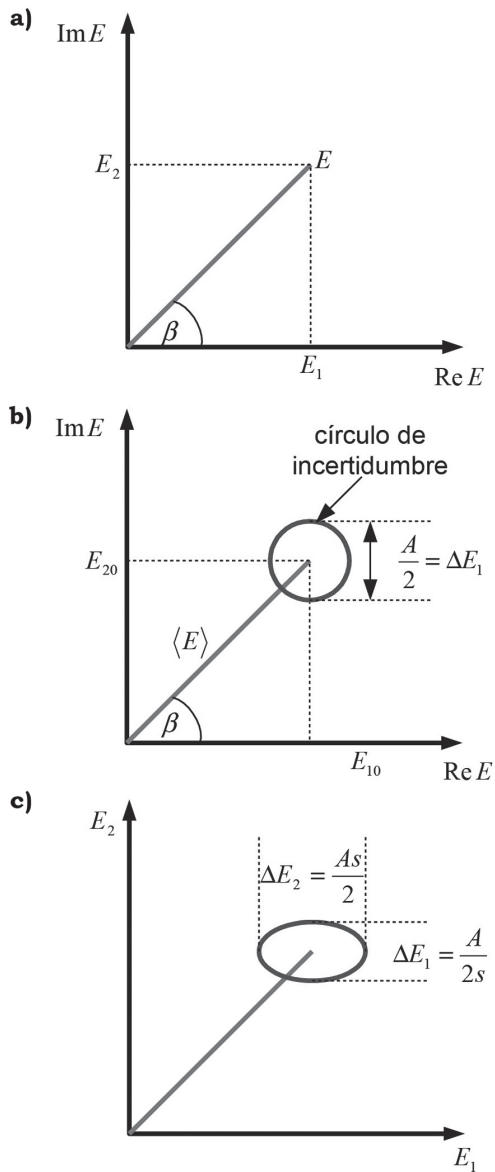


Figura 1. Representación vectorial de campos ópticos. a) Campo eléctrico monocromático, b) Estado coherente, c) Estado comprimido. s : nivel de compresión.

Fuente: Elaboración propia.

Repetidas mediciones de E , E_1 , $E_1(t)$ y $E_2(t)$ darán diferentes resultados, de tal forma que $E(t) = E_1(t) + iE_2(t)$ tenderá hacia el centro del círculo (Yariv, 1997); el fasor de campo correspondiente al centro de este círculo es denotado como $\langle E \rangle$, el “valor esperado” o promedio estadístico de E (Yariv, 1997). La incertidumbre sobre el valor de $E(t)$ que resulta de este hecho puede pensarse como un “ruido cuántico” (Gallion, 1999).

Estados coherentes

Los estados coherentes son el estado cuántico que es más semejante a la oscilación ideal que debe producir un oscilador clásico real (figura 1b) y ecuaciones 6 y 7. Los estados coherentes son llamados también *estados de Glauber*, en honor al físico americano R. J. Glauber (Glauber, 1963).

El campo de salida de la mayoría de los osciladores láseres es llamado *estado coherente* (Raymer, Cooper, Carmichael, Beck & Smithey, 1995), en el cual la incertidumbre está dividida igualmente entre los dos componentes en cuadratura E_1 y E_2 , es decir:

$$\Delta E_1 = \Delta E_2 = \frac{A}{2}, \quad (8)$$

donde $A \equiv \left(\frac{2\hbar\omega}{\epsilon V} \right)^{1/2}$, ϵ es la constante dieléctrica del medio y V es el volumen que contiene al campo óptico.

Un aspecto interesante de los estados coherentes es que cuando son fotodetectados presentan una distribución de Poisson dada por:

$$P_n = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!}, \quad (9)$$

donde n es el número de fotones por periodo de observación.

Los estados coherentes presentan una ventaja especial en cuanto a su generación frente a los demás estados cuánticos, dado que el campo electromagnético que se establece en la cavidad óptica de un láser de modo único operando por encima del umbral puede ser representado por un estado coherente; la mayor parte de los láseres comerciales usados en telecomunicaciones son representados por estos estados (Gerry & Knight, 2005). Si la potencia óptica de los estados coherentes se reduce intencionalmente en extremo o si dicha potencia es atenuada fuertemente por el medio a través del cual se propagan, se obtendrán los denominados estados coherentes débiles (*weak coherent states* [WCS]).

Estados comprimidos

Se dice que los estados ópticos coherentes presentan características “clásicas”, en el sentido de que los valores de las incertidumbres de sus componentes en cuadratura son iguales; sin embargo, existen otros estados cuánticos “no clásicos”, como los estados comprimidos o los estados de Fock, entre otros, donde dichos estados presentan una cantidad de ruido cuántico mayor

o menor en comparación con los estados clásicos. Utilizando el campo normalizado sin dimensiones, $x \equiv \frac{E}{A}$, podemos escribir la ecuación (8) como:

$$\Delta x_1 \Delta x_2 \geq \frac{1}{4}, \quad (10)$$

y, para un campo de estado coherente,

$$\Delta x_1 = \Delta x_2 = \frac{1}{2}. \quad (11)$$

Los estados comprimidos son entonces los campos electromagnéticos cuya incertidumbre de sus componentes en cuadratura no es igual (figura 1c), es decir, $\Delta x_1 \neq \Delta x_2$ (Hirota, 1992).

El hecho de poder generar estados ópticos cuánticos con diferentes niveles de ruido cuántico significa que se puede cambiar la relación de señal a ruido de un sistema cambiando el estado óptico cuántico. Es importante notar que la relación de incertidumbre ecuación (10) debe cumplirse, solo que en este caso el valor de incertidumbre de las dos variables puede ser diferente (Gerry & Knight, 2005).

Es conveniente mencionar que la estadística de fotodetección de los estados comprimidos no es representada por una función de Poisson, sino por una función subpoissoniana o superpoissoniana en caso de reducir la incertidumbre en la amplitud o la fase, respectivamente. Finalmente, los estados comprimidos pueden ser generados utilizando diversos fenómenos presentes en la óptica no lineal, como el efecto de Kerr y la mezcla de cuatro ondas (Bachor & Ralph, 2004; Kitagawa & Yamamoto, 1986). El nivel de compresión en este tipo de estados es difícil de preservar cuando se propagan a través de un medio físico como la fibra óptica o el espacio libre, por lo cual no son tan atractivos como los estados coherentes para aplicaciones en sistemas de comunicaciones cuánticas por espacio libre.

Estados de número o estados de Fock

Son llamados así en honor al físico ruso V. A. Fock, quien acuñó el término de *espacio de Fock*, usado en la mecánica cuántica para referirse a cualquier elemento de este espacio con un número o "cuanto" bien definido. Así, los *estados de Fock* tienen un número exacto de fotones y corresponden a los estados propios de un oscilador armónico. En tanto se tiene una certidumbre completa en cuanto al número de fotones Δn , entonces se tendrá total incertidumbre en la fase del mismo $\Delta \phi$. Estos estados poseen propiedades muy atractivas para diversas aplicaciones, pero son difíciles de generar con la tecnología actual, aunque se han

generado en ocasiones usando emisores únicos como átomos y puntos cuánticos, entre otros. Sin embargo, estas fuentes no siempre presentan una buena eficiencia y son usualmente complejas e inadecuadas para trabajar fuera del ambiente de laboratorio (Leonhardt, 2005).

Estados entrelazados

Los estados entrelazados han empezado a ser una herramienta indispensable en la computación y procesamiento de información cuántica. Su utilidad se manifiesta en la habilidad de mejorar los niveles de seguridad en la criptografía cuántica y la confiabilidad en la teleportación cuántica, así como la capacidad del canal de comunicación óptico al usar codificación densa para la transferencia de información cuántica (Braunstein & Loock, 2005). De manera simple se puede definir a los estados entrelazados como dos o varios sistemas que están supercorrelacionados, ya sea de manera directa o indirecta, a pesar de la distancia que los puede separar; por ejemplo, en el caso de que se generen dos fotones entrelazados y se envíen en diferentes direcciones, alcanzando después de cierto tiempo diferentes localidades. Debido a que estos fotones están entrelazados, por ejemplo con respecto a su estado de polarización, se podría modificar el estado de polarización de un fotón y de manera inmediata el estado de polarización del otro fotón también cambiaría (Van Assche, 2006). La investigación y desarrollo tecnológico de los estados entrelazados es actualmente un tópico de gran interés en diversos laboratorios del mundo para aplicación en comunicaciones ópticas espaciales, sin embargo, debido a la dificultad para generarlos, en este trabajo se prefirió utilizar los estados coherentes débiles que, como se describió arriba, corresponden a las fuentes ópticas empleadas comúnmente en telecomunicaciones ópticas.

Criptografía Cuántica (QKD)

Una aplicación importante de los estados cuánticos es en criptografía cuántica en particular para la distribución de llave cuántica *Quantum Key Distribution* (QKD). Un enlace que utiliza QKD requiere el uso de dos canales de comunicación: un canal clásico de alta velocidad por donde se envía la información codificada y un canal óptico cuántico dedicado por donde viaja la llave cuántica (figura 2). En el canal cuántico los niveles de energía que llegan al receptor pueden ser de fracción de fotón por *bit* de información, de tal forma que cualquier intrusión en el canal, comúnmente denominada *Eva*, (por la palabra en inglés *Eavesdropper*) se verá reflejada en características como el

cambio de amplitud o aumento de ruido (Gobby, Yuan & Shields, 2004; Schmitt-Manderbach *et al.*, 2007). En la figura 2 se muestra el diagrama a bloques de una posible implementación de un sistema QKD, empleando el espacio libre para transportar mediante un láser infrarrojo los datos de la llave cuántica que modulan la fase óptica, cuya energía óptica será recolectada por una antena óptica en la estación receptora. A continuación, en esta configuración, el frente de onda plano del láser será inyectado a través de un sistema de lentes a una fibra óptica monomodo estándar que guiará los fotones hasta la estación de medición cuántica. Como antes se mencionó, el canal clásico (el espacio libre, pero con un relativamente alto nivel de potencia óptica) en la figura 2 transporta los datos encriptados a alta velocidad.

Sistemas de comunicaciones ópticas cuánticas espaciales

Un sistema de comunicaciones ópticas espaciales, por ejemplo como el de la figura 3, puede utilizar inten-

cionalmente una fuente óptica fuertemente atenuada por motivos de seguridad, obteniéndose estados coherentes débiles para ser empleados en QKD en espacio libre, tal como se describió en la sección anterior. También puede darse el caso de que sea recibida una señal proveniente de una fuente óptica clásica, con estados coherentes, modulada en alguno de sus parámetros, como su potencia, fase, frecuencia o estado de polarización, para transmitir información y que, debido a efectos de atenuación en el canal, sufre una fuerte disminución de potencia, así en el receptor se capta una señal cuántica, en este caso, serían estados coherentes débiles modulados. Debido a la extremadamente baja cantidad de potencia óptica recibida, se debe optimizar la eficiencia de cada uno de los componentes de la etapa de recepción, entre otros la eficiencia de las antenas ópticas, con la finalidad de poder recuperar la información presente en los estados coherentes débiles. A continuación se describen a detalle los diversos aspectos a considerar en un enlace de comunicaciones ópticas espaciales.

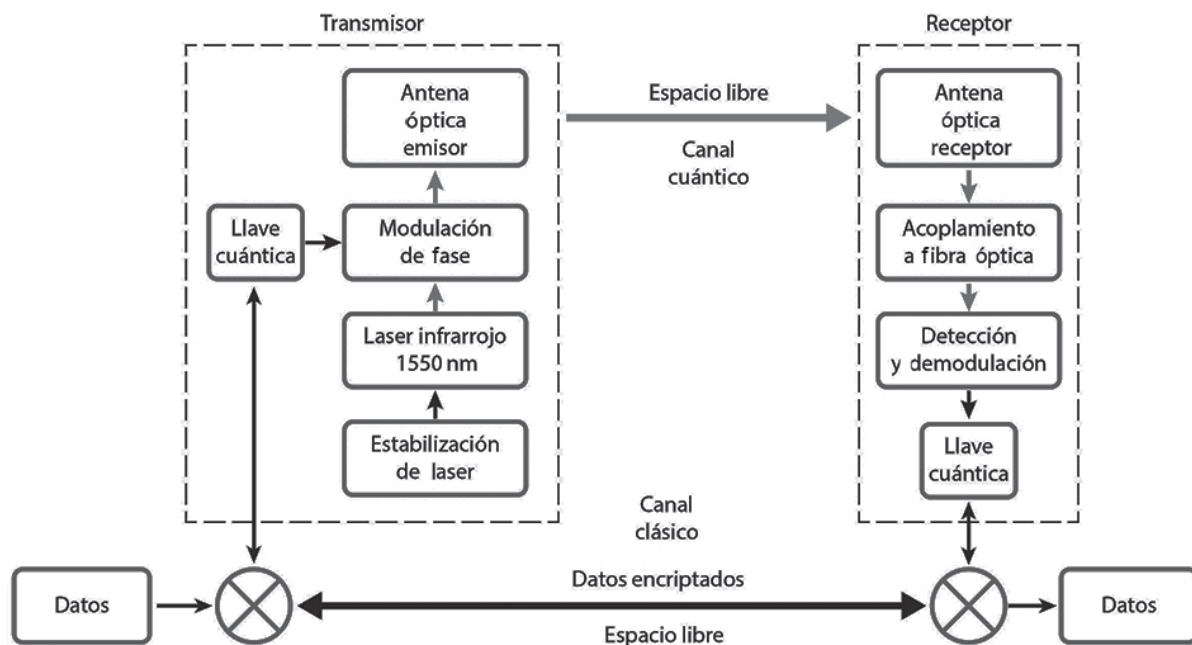


Figura 2. Diagrama de bloques para un sistema QKD en espacio libre. Fuente: Elaboración propia.

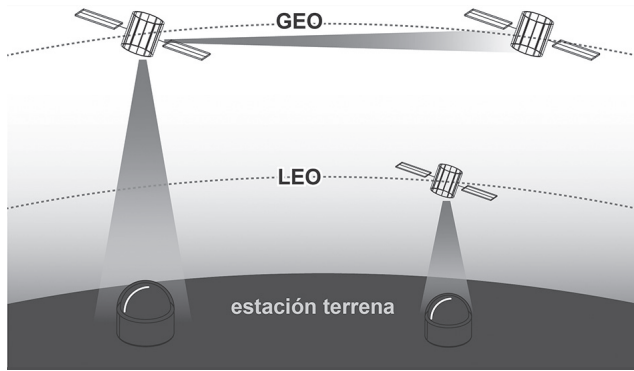


Figura 3. Sistemas de comunicaciones ópticas espaciales de tierra a satélites en órbitas baja (LEO) y geoestacionaria (GEO).
Fuente: Elaboración propia.

Presupuesto de potencia de un enlace óptico en espacio libre

Como se mencionó previamente, en este tipo de enlaces la portadora óptica puede ser modulada, entre otras posibilidades, en amplitud, frecuencia, fase, estado de polarización binaria o multinivel o alguna combinación de estas. Este tipo de enlaces está fuertemente determinado por las altas pérdidas de propagación, las que pueden contrarrestarse con una potencia de señal suficiente que sea detectable en la estación receptora, utilizando una potencia promedio fija en el transmisor. El láser se propaga a través del espacio desde el emisor hasta la estación receptora experimentando pérdidas y modificaciones en su frente de onda. La radiación óptica que proviene del emisor tiene en principio un frente de onda plano, sin embargo la interacción con la turbulencia atmosférica da como resultado una distorsión de fase y pérdidas por atenuación. Esta fase distorsionada del láser, conocida como *speckle*, incide sobre la apertura de entrada en el receptor. Para el cálculo del presupuesto de potencia, es decir, la potencia de la señal que incide en el receptor, puede emplearse la ecuación siguiente (Hemmati, 2006).

$$P_S = P_T \left(\eta_T \eta_A \frac{4\pi A_T}{\lambda_T^2} \right) L_{TP} L_{atm} L_{pol} L_{RP} \left(\frac{A_R}{4\pi z^2} \right) \eta_R, \quad (12)$$

donde:

P_S, P_T = potencia óptica promedio de la señal en el receptor y en el transmisor, respectivamente.

η_T, η_A = eficiencia óptica del transmisor y de la apertura de la antena óptica transmisora.

A_T, A_R = área de apertura del transmisor y receptor, respectivamente.

λ_T = longitud de onda del transmisor.

$L_{TP}, L_{atm}, L_{pol}, L_{RP}$ = pérdidas por apuntamiento del transmisor, pérdidas por absorción en el medio, pérdidas por desacoplamiento de polarización y pérdidas por apuntamiento del receptor, respectivamente.

z = distancia del enlace.

η_R = eficiencia de recolección del receptor.

Eficiencia del sistema

La primera etapa recolectora de luz de un sistema óptico es un elemento convergente, ya sea refractivo o reflectivo. En el sistema propuesto se utiliza un telescopio con dos superficies reflectoras (tipo Cassegrain), las que hacen converger la luz captada hacia un punto de salida del telescopio. El rendimiento del sistema está relacionado con la fracción de potencia emitida del láser que sale del telescopio. Generalmente, las pérdidas se pueden subdividir en las que ocurren en el acoplamiento del láser con la óptica del telescopio y las pérdidas ocurridas en la propagación en el sistema óptico de recepción.

Para láseres fibrados, la salida debe ser colimada y acoplada al sistema óptico. Aún cuando se utilice un láser de espacio libre transmitiendo en el modo TEM_{00} , este tiene que ser recolimado para adaptarse a la óptica del telescopio. De cualquier forma existen pérdidas por acoplamiento. Para superficies ópticas con capas antirreflejantes las pérdidas son del orden del 3% – 5%, y otro 2% – 5% debido a las pérdidas por dispersión, (Biswas & Piazzolla, 2003).

Distribución Gaussiana del transmisor

El perfil de potencia a través de la apertura de un láser es comúnmente gaussiana. El haz que se emite en la apertura es mucho más brillante en el centro y se distribuye de acuerdo con:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (13)$$

donde r es la distancia a partir del centro del haz y ω_0 es el radio al cual la amplitud es $1/e$.

Cuando se transmite un láser desde la apertura, la forma del haz debe ser configurada para optimizar la energía de campo lejano. Para lograr una salida limitada en difracción, el láser debe operar en el modo de cavidad más bajo TEM_{00} (Born & Wolf, 2003). Mientras la onda viaja a través del espacio, el radio de

curvatura se aproxima a infinito y el frente de onda se aproxima a un frente de onda plano (Lambert & Casey, 1994).

Ganancia de recepción

La ganancia de recepción está dada por la expresión (Ait Fares & Adachi, 2010):

$$G_R (dB) = 10 \text{Log} \frac{4\pi A}{\lambda^2} + 10 \log(1 - \gamma^2), \quad (14)$$

donde A es el área del espejo primario del telescopio receptor y γ representa la relación entre el radio del espejo primario y el secundario, tomando en cuenta las pérdidas por obstrucción.

Como antes se señaló, en un enlace cuántico es imperativo lograr mejoras en el desempeño del mismo, lo cual está directamente relacionado con la cantidad de potencia de señal entregada al receptor. La potencia de recepción puede mejorarse teniendo en cuenta los siguientes parámetros:

- Incremento de la potencia de transmisión.
- Incremento de la apertura del transmisor.
- Reducción de la longitud de onda de operación.
- Incremento del área de apertura del receptor.
- Reducción de las pérdidas de apuntamiento.
- Mejoras en la eficiencia total.

Este último punto incluye las pérdidas de transmisión, recepción y pérdidas por acoplamiento de polarización. Un adecuado diseño óptico del transmisor y el receptor es capaz de mejorar de modo sustancial la eficiencia del sistema.

Adicionalmente a una efectiva entrega de potencia al receptor, el desempeño del enlace óptico depende de la sensibilidad del receptor, ya sea empleando detección directa o coherente (Soe, Aung, Naing & Theingi, 2009).

Fotones y óptica geométrica

En una sección previa se describieron diversos estados cuánticos mediante la electrodinámica cuántica, por conveniencia; sin embargo, para el diseño de antenas ópticas es conveniente el uso de la física de haces y de la óptica geométrica, como se muestra a continuación.

Un haz de luz se puede definir, desde el campo de la física de haces, como el movimiento de conjun-

tos de partículas en campos electromagnéticos. Estas partículas o fotones tienen coordenadas similares. En muchos casos la posición y el momento de las partículas es suficiente para describir su movimiento.

Es un hecho ampliamente estudiado el que un haz de luz es una radiación electromagnética que presenta propiedades de partícula y propiedades de onda. La relación entre estas propiedades es estadística (Busch & Shilladay, 2006; Mittelstaedt, Prieur & Schieder, 1987). Cuando los fotones tienen alta energía el comportamiento de partícula es más evidente. Un fotón puede producir un electrón mediante el efecto fotoeléctrico, y este electrón puede ser multiplicado con un fotodiodo de avalancha (APD, por sus siglas en inglés) o empleando detección coherente, la cual requiere el uso de un oscilador óptico local en la etapa de recepción para obtener una corriente detectable. Es difícil asociar el comportamiento de partícula con ondas de radio de baja frecuencia porque cada fotón solamente hace una pequeña contribución al campo eléctrico total, y cada contribución individual no puede ser detectada. No obstante, la fluctuación estadística en el número de fotones puede reconocerse a bajos niveles de señal.

La emisión de radiación electromagnética de una fuente óptica es un tren de paquetes de onda finitos. Estos trenes de onda describen fotones individuales emitidos en una transición atómica.

Cuando se habla de ondas en la mecánica cuántica elemental, la aproximación eikonal (Blandford & Thorne, 2012) convierte las leyes de la propagación de onda en una forma simple, donde la amplitud de la onda es transportada a lo largo de trayectorias en el espacio-tiempo llamadas *rayos*. En el lenguaje de la mecánica cuántica estos rayos son las líneas de universo de los fotones, y la ley por la que se transporta la amplitud de la onda a lo largo de los rayos es tal que se conserva el fotón. Estas leyes de propagación basadas en rayos son las leyes de la óptica geométrica.

Basándonos en lo arriba descrito, obtenemos un resultado muy importante, y es el hecho de poder afirmar la validez, tanto para niveles ópticos clásicos como para un bajo número de fotones, del empleo del trazado de rayos y la óptica geométrica para el diseño de antenas ópticas para comunicación cuántica.

Antenas ópticas en comunicaciones cuánticas espaciales

En un sistema de comunicaciones ópticas en espacio libre, el transmisor y el receptor óptico pueden ser telescopios haciendo las veces de antenas ópticas, siendo los componentes ópticos más importantes.

Los telescopios desempeñan dos funciones principales: son la plataforma de salida del haz láser encargada de formar y apuntar apropiadamente el haz de luz y preservar una alta calidad en el plano imagen. Además, los telescopios actúan como una antena óptica de recepción recolectando la luz proveniente del transmisor, adaptándola a un tamaño adecuado a la óptica del fotodetector. En muchos sistemas de comunicación láser un solo telescopio realiza ambas tareas de transmisión y recepción.

Los telescopios utilizados en sistemas ópticos de comunicación son derivados principalmente de los telescopios astronómicos, existiendo varias configuraciones con diferentes características (Born & Wolf, 2003). Los telescopios más usados en enlaces ópticos son del tipo:

- Newtoniano.
- Cassegrain.
- Gregoriano.
- Schmidt-Cassegrain.
- Maksutov-Cassegrain.

La mejor relación costo-desempeño la tiene un telescopio tipo Cassegrain, ya que presenta un tamaño reducido en comparación con la apertura de recepción y una distancia focal efectiva (EFL, por sus siglas en inglés) mayor a su longitud (figura 4). Siendo un telescopio reflector, la radiación electromagnética no cambia de medio, y el índice de refracción es el mismo al incidir y reflejar en los espejos primario y secundario, por lo que los fotones no son absorbidos en este proceso.

Un telescopio tipo Cassegrain es un sistema de dos superficies reflejantes: un espejo primario cóncavo y un espejo secundario convexo; el espejo convexo incrementa la EFL. Funciona como si el espejo primario tuviera la misma apertura, pero con una distancia focal mayor (Hecht, 2002; Karafolas, Sodnik, Perdignes & Mckenzie, 2009; Moision & Hamkins, 2003).

Antena emisora

En muchos casos es posible utilizar la misma antena óptica como emisor y receptor, así un expansor de haz en el emisor se comporta como un sistema convergente de recepción. Para acoplar la luz de entrada y de salida en una sola antena se usan filtros ópticos en conjunto con divisores de haz. Si las longitudes de onda de emisión y recepción no son muy cercanas se tiene que tomar en cuenta que en los sistemas refractores la distancia focal cambia en función de la longitud de onda.

Aunque un haz láser esté perfectamente colimado, debido a la difracción, el diámetro del haz diverge mientras se propaga. Esta divergencia está en función del diámetro de apertura de salida y de la longitud de onda (Hecht, 2002). El ángulo de divergencia θ del haz limitado por difracción está dado en radianes por:

$$\theta \cong \frac{\lambda}{d_T}, \quad (15)$$

donde λ es la longitud de onda utilizada y d_T es el diámetro de la apertura de salida.

Como puede observarse en (15), a mayor diámetro de apertura menor divergencia. Para tal efecto se usa un expansor de haz como el que se muestra en la figura 5. Este sistema puede ser por sí solo una antena óptica emisora.

Cuando se utiliza un telescopio con espejo secundario para expandir un haz de luz existe una pérdida de potencia de transmisión por obstrucción, y dado que el perfil de potencia de una fuente láser es gaussiano, el truncamiento de potencia ocurre en el centro de la apertura (figura 6).

Esta pérdida de potencia de emisión puede evitarse modificando el haz de entrada para que toda la potencia se distribuya en un anillo, pero requiere sistemas ópticos complejos que modifican las características ópticas del haz. Los lentes axicon que tienen una superficie cónica son un ejemplo de este tipo de lentes.

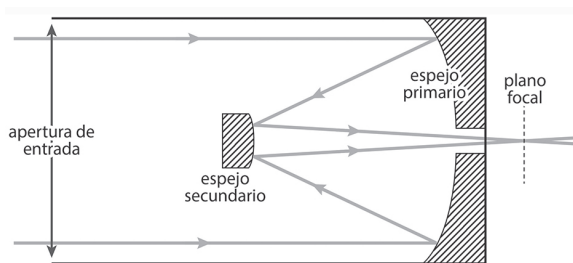


Figura 4. Telescopio tipo Cassegrain.
Fuente: Elaboración propia.

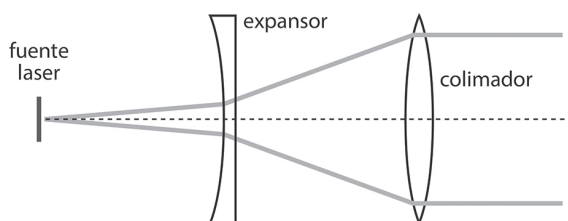


Figura 5. Sistema óptico expansor de haz.
Fuente: Elaboración propia.

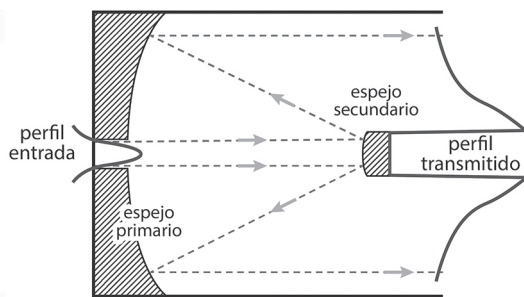


Figura 6. Truncamiento de un haz gaussiano en una antena emisora con obscuración central.

Fuente: Elaboración propia.

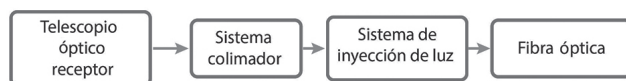


Figura 7. Diagrama de bloques para la inyección de luz de la antena receptora a fibra óptica.

Fuente: Elaboración propia.

Acoplamiento a fibra óptica

El tratamiento de la señal óptica proveniente de un enlace de espacio libre se realiza mediante elementos de óptica integrada o híbridos. Para llevar a cabo la tarea de extraer información de este tipo de enlaces es conveniente, por lo tanto, confinar la potencia óptica a través de una guía de onda óptica; la fibra óptica, debido a su flexibilidad mecánica y a la gran cantidad de dispositivos que existen para acoplarse a esta, es la guía de onda más adecuada.

Un reto importante es el acoplamiento eficiente del campo óptico en espacio libre hacia la fibra óptica. En la figura 7 se presenta el diagrama de bloques de los subsistemas ópticos necesarios para acoplar la luz proveniente del transmisor a una fibra óptica.

Aunque existen muchos y muy sofisticados sistemas para acoplar luz a fibra óptica (Ozyazici, 2004; Weyrauch, Vorontsov, Gowens & Bifano, 2002; Yong-Qi, Kok, Bryan & Shing, 2000), el diagrama de la figura 7 está centrado en la recepción cuántica utilizando la menor cantidad de elementos que puedan modificar o absorber los fotones que pasan a través de ellos.

Diseño y simulación de las antenas ópticas

La metodología de diseño es parte muy importante en la realización de cualquier proyecto, conocer los requerimientos de cada etapa de diseño y necesidades fina-

les del sistema evita duplicar tareas de los diferentes grupos de trabajo. En el diseño de antenas ópticas en espacio libre se debe partir del hecho que existe una señal luminosa que transporta información. Esta señal óptica en términos generales es una onda electromagnética que tiene una longitud de onda central, ancho espectral, potencia de emisión determinados, un ángulo de divergencia debido a las características de la fuente luminosa y a la antena óptica emisora. Esta señal viaja a través del espacio libre con un frente de onda y un diámetro de salida que se modifican dependiendo de la distancia del enlace y de las condiciones atmosféricas.

En enlaces de espacio libre de larga distancia, el frente de onda que llega a la antena receptora es considerado plano, dado que el diámetro del haz recibido se ha expandido considerablemente (del orden de metros) y, por lo tanto, la densidad de potencia disminuye en la antena receptora.

El diseño de la antena sigue la metodología propuesta en el diagrama de bloques de la figura 8. Como etapa inicial, es necesario conocer las características ópticas de emisión del enlace, en particular el espectro de potencia de la fuente emisora de luz y la distancia de transmisión del enlace.

El tipo de fuente luminosa más adecuado para enlaces de larga distancia es el láser, ya sea monomodo o multimodo. La longitud de onda central depende de la aplicación y puede estar en el visible o infrarrojo. Para enlaces de datos, la longitud de onda está determinada por las ventanas de mayor absorción atmosférica. Los láseres empleados en comunicaciones ópticas (1310 nm y 1550 nm) fabricados originalmente para las ventanas de menor atenuación en fibras ópticas poseen también ventanas de poca absorción atmosférica, por lo que se usan comúnmente en enlaces de espacio libre y satelitales debido a su alto desarrollo tecnológico. En fase experimental se utilizan longitudes de onda de 1064 nm, 10 micras y más (Plank, Czaputa, Leitgeb & Muhammad, 2011). Para aplicaciones de caracterización atmosférica medición de turbulencia se utilizan, además, láseres en la región visible del espectro electromagnético.

Parámetros de diseño

Conociendo las características del emisor se pueden definir los parámetros de diseño del sistema. Esta etapa es fundamental, en ella se definen los valores de las variables de diseño de la antena receptora, que están directamente relacionados con todas y cada una de las etapas subsecuentes.

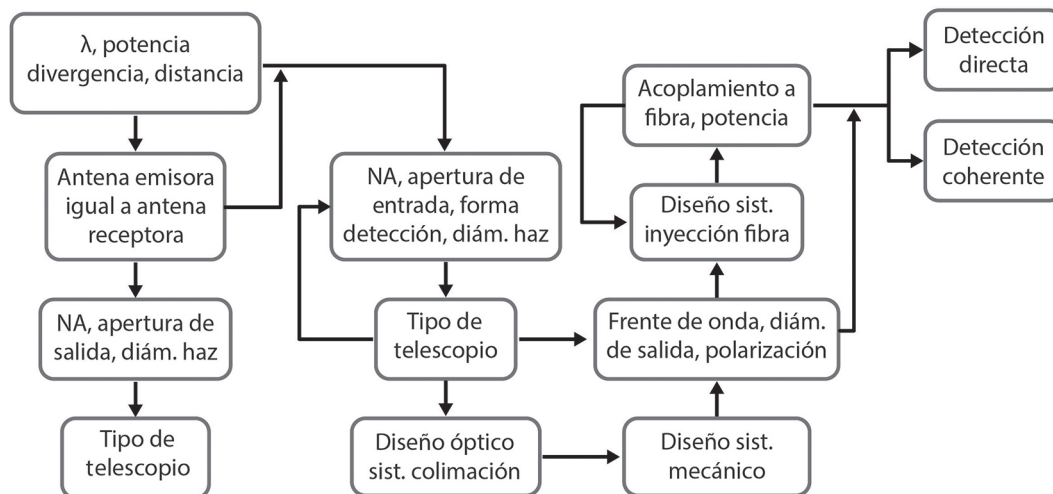


Figura 8. Metodología de diseño de antenas ópticas. Diám.: diámetro; sist.: sistema. Fuente: Elaboración propia.

La apertura numérica (NA) y el diámetro de la antena receptora permiten controlar la cantidad de energía que se puede recolectar proveniente del emisor. Es claro que a mayor apertura de entrada, la cantidad de energía colectada es mayor, sin embargo existen limitantes físicas para la construcción de lentes de gran tamaño, aunado al costo de fabricación. Si se utilizan telescopios comerciales como antenas receptoras, la elección de la apertura de entrada está limitada a los diámetros que los fabricantes ofrecen. La detección de potencia óptica puede llevarse a cabo con fotodetectores de espacio libre a la salida del sistema de colimación; en tal caso, la etapa de inyección a la fibra se omite y se hace incidir el haz colimado directamente al fotodetector. Para tal efecto, debe tomarse en cuenta el área activa de los fotodetectores y definir un diámetro de haz colimado, de tal forma que el haz no sobredimensione el área de fotodetección y, por tanto, se pierda energía en este proceso.

Si la medición de potencia óptica no se realiza en el sitio donde se encuentra la antena receptora, lo más conveniente es colectar la energía recibida e inyectarla en una fibra óptica que guiará la luz hasta donde se encuentran los sistemas de detección y recuperación de información. En este caso, el diseño y fabricación de un sistema óptico de inyección a fibra óptica se contempla en el sistema de recepción.

Tipo de telescopio

Las dos opciones más generales en el tipo de telescopio se basan en la forma en como la luz se concentra

en un punto llamado *punto focal*, y son: telescopios refractores que utilizan lentes de material transparente y telescopios refractores que usan espejos para enfocar la energía recibida. Existen, además, telescopios que hacen uso de las dos técnicas anteriores; estos telescopios son llamados *catadióptricos*.

Los telescopios astronómicos ópticos comerciales están diseñados y construidos para el rango visible de ondas electromagnéticas, donde las leyes geométricas de reflexión y refracción son aplicables y la difracción no es un efecto dominante. Desde los 100 nm hasta las ondas submilimétricas se utilizan los mismos principios de diseño para telescopios ópticos (Bely, 2003).

Considerando que los haces del emisor inciden en la antena receptora de manera paralela con frente de onda plano, se sigue el diseño paraxial tomando en cuenta solo las aberraciones de primer orden; es decir, aberración esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo y distorsión (Hecht, 2002).

Los láseres que se emplean en enlaces de espacio libre tienen un espectro angosto, esto es, una longitud de onda central que puede considerarse monocromática para efectos de diseño óptico; debido a esta característica, la aberración cromática presente en los telescopios se desprecia. Como se mencionó anteriormente, los telescopios comerciales están diseñados para el espectro visible, y por tal motivo muchos de ellos poseen recubrimientos ópticos que actúan como filtros para longitudes de onda fuera de ese rango.

El poder de magnificación de un telescopio está definido por las distancias focales del telescopio y del ocular; en el caso de una antena óptica, el ocular es sustituido por un sistema de colimación adecuado a las características del sistema. Las especificaciones más importantes para la elección de un telescopio son: apertura de entrada, distancia focal efectiva, potencia de resolución y número f .

Sistema de colimación

El diseño óptico y mecánico del sistema de colimación son dos etapas que se muestran por separado porque pertenecen a diferentes áreas del conocimiento, sin embargo están estrechamente relacionadas y debe buscarse una interacción entre las dos. El diseño óptico define la distancia focal del sistema de colimación con base en el diámetro de la pupila de salida que se requiere, la divergencia máxima del haz y la apertura numérica, mientras que el diseño mecánico muestra qué tan factible es fabricar y colocar las monturas para el sistema óptico de colimación. El sistema de colimación óptico se realiza generalmente mediante elementos refractivos. Teniendo en cuenta que en este tipo de lentes la distancia focal varía en función de la longitud de onda, el diseño está asociado a la longitud de onda del emisor.

Para longitudes de onda donde haya fuentes de interferencia cerca de la antena receptora es necesario diseñar un sistema con pupilas de entrada que limiten la apertura de entrada en el sistema colimador, evitando que haces fuera de eje sean captados por el sistema colimador.

En esta etapa de diseño se decide por el tipo de sistema (sencillo, doblete, triplete), tipo de lentes (esféricos, esféricos) y material de fabricación.

Valoración de parámetros ópticos

En esta etapa se valoran los parámetros ópticos de interés para lograr una transmisión adecuada de luz. El diámetro de salida del haz tiene que ser adaptado al sistema de inyección a la fibra; si la luz no es adecuadamente colimada, el haz diverge y al llegar al siguiente lente no podrá ser colectado de manera eficiente. El frente de onda proporciona información acerca de la fase de propagación, e indica si el diseño óptico es suficiente para continuar con la etapa de acoplamiento a la fibra o es necesario rediseñar el sistema de colimación. Para enlaces de comunicación óptica donde los sistemas son sensibles a la polarización el sistema de colimación debe preservar esa polarización, por lo que un análisis de la misma es conveniente en este punto.

Acoplamiento a la fibra óptica

Esta etapa comprende el diseño óptico del sistema de inyección de luz a la fibra óptica. En los sistemas de comunicaciones modernos se emplea generalmente fibra óptica monomodo, así que es conveniente diseñar esta etapa con base en las características de la fibra óptica estándar, a menos que otro tipo de fibra sea necesario. El acoplamiento de un haz colimado al núcleo de una fibra óptica es un proceso donde un diámetro de luz del orden de milímetros tiene que ser inyectado con máxima eficiencia a un núcleo que tiene un diámetro de alrededor de 8 μm . Es conveniente, por lo tanto, una estabilidad mecánica y de temperatura que asegure el correcto funcionamiento bajo condiciones de trabajo. Una vez que se ha realizado la inyección de luz a la fibra óptica, es posible medir la eficiencia del sistema respecto a la potencia de salida de la fibra.

Tipo de detección

El objetivo principal de un enlace de comunicaciones es enviar información de un punto a otro. En un enlace óptico de espacio libre la energía luminosa es la portadora donde viajan los datos que han sido modulados, ya sea por técnicas analógicas o digitales. La potencia óptica que llega a la antena receptora contiene información que debe ser extraída mediante un proceso de demodulación. La técnica de modulación empleada en el emisor determina el tipo de detección más adecuado, ya sea detección directa o detección coherente.

En detección directa, las variaciones de intensidad de la portadora óptica son transformadas en señales eléctricas por un fotodetector y la demodulación; si es necesaria, se realiza en el dominio eléctrico. En los sistemas cuánticos se requiere del uso de detectores altamente sensibles, por ejemplo los llamados *detectores de fotón único* (Takesue *et al.*, 2007).

La detección coherente utiliza una mezcla de la portadora óptica con un oscilador local óptico para obtener señales en banda base o en frecuencia intermedia, dependiendo de la frecuencia del oscilador local. Esta técnica ofrece ventajas en cuanto al margen de potencia de la señal transmitida con respecto a la detección directa (Arvizu, Mendieta-Jiménez, Sánchez, Oropeza & López, 2011; Mendieta, Corona & Arvizu, 1996) y puede realizarse, en principio, mediante el uso de fotodiodos p.i.n de telecomunicaciones (Rana, Morshed, Goni & Rahman, 2007).

La criptografía cuántica óptica está basada en el uso de estados de fotón único (Karlsson, 1999); sin embargo, estos estados son difíciles de lograr experimentalmente, por lo que desarrollos prácticos utilizan pulsos

de láser muy débiles o pares de fotones entrelazados. Como se ha señalado, una manera simple de aproximarse a estados de fotón único es el uso de estados coherentes con un ultra-bajo promedio de número de fotones, lo que puede lograrse con láseres estándar y atenuadores calibrados. La elección del tipo de fotodetectores es fundamental en la detección cuántica para que la relación de señal a ruido supere al ruido de corriente de oscuridad y al límite cuántico de detección. En particular, el uso de técnicas de detección coherente para enlaces operando en espacio libre tienen ventajas superiores a la detección directa en lo referente al rechazo de ruido ambiental, ganancia no ruidosa proporcionada por el oscilador local, entre otras.

DESARROLLO Y DISCUSIÓN

A continuación, mostraremos un ejemplo de diseño de las antenas ópticas para un sistema QKD como el mostrado en la figura 2. Para esto, empleamos como receptor un telescopio comercial tipo Cassegrain de 14 in. Se diseñó la óptica necesaria para acoplar eficientemente la energía proveniente de la irradiancia de campo lejano a una fibra monomodo estándar. En las tablas 1 y 2 se resumen las características del telescopio y la fibra utilizados, respectivamente.

Debido a que el fabricante no ofrece el diseño completo del telescopio, es necesario recrearlo a través de los parámetros dados en la tabla 1. A partir de una superficie reflejante cóncava en el primario en forma de paraboloides de revolución y una superficie reflejante convexa en el secundario en forma de hipérbola de revolución se reconstruyen los valores de EFL, apertura de entrada, diámetros del primario y secundario. La simulación óptica y el trazado de rayos se llevó a cabo empleando el paquete de simulación ZEMAX. En las figuras 9a y 9b se muestra el telescopio diseñado y su trazado de rayos, respectivamente.

Cuando se selecciona una lente para colimar una fuente láser debe tenerse en cuenta la apertura numérica (NA) de la lente. En esta aplicación se requiere que la mayor cantidad de radiación óptica sea acoplada al sistema, por lo que debe elegirse una lente con una alta NA. La apertura numérica de una lente da una medida de la máxima cantidad de divergencia que la lente puede capturar del láser. Idealmente, la lente utilizada para colimar un haz debe tener una NA por lo menos de la misma magnitud del láser, de lo contrario una porción de luz se perderá.

Tabla 1.
Especificaciones del telescopio utilizado como antena.

Diseño óptico	<i>Advanced Coma-Free</i>
Apertura de entrada	356 mm (14 in)
Distancia focal	3556 mm
Razón focal	f/10
Potencia de resolución	0.321 arc sec
Recubrimiento	<i>Meade Ultra-High Transmission Coatings</i>

Fuente: Elaboración propia.

Tabla 2.
Fibra óptica estándar SMF-28.

Diámetro del núcleo	8.2 μm
Apertura numérica (NA)	0.14
Atenuación	≤ 0.22 db/km (1550 nm)
Dispersión por modo de polarización	≤ 0.2 ps/ $\sqrt{\text{km}}$
Dispersión	11.94 ps/nm \cdot km (a 1550 nm)

Fuente: Elaboración propia.

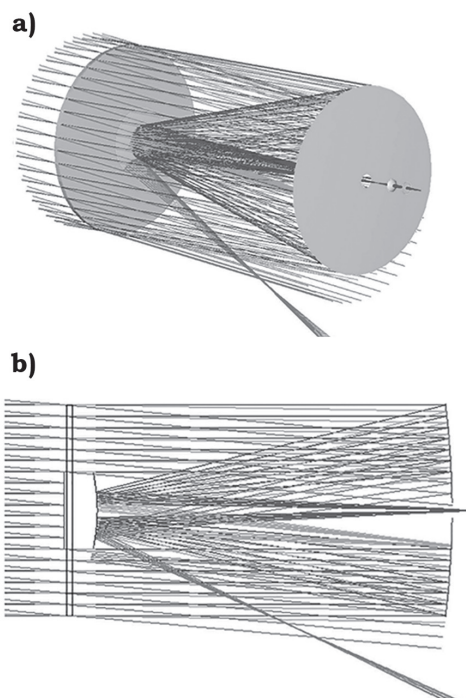


Figura 9. a) Modelo del sistema completo del telescopio diseñado. b) Trazado de rayos del telescopio receptor.

Fuente: Elaboración propia.

La NA del láser está relacionada con el ángulo de divergencia φ de acuerdo con:

$$NA = n \sin \varphi. \quad (16)$$

Nótese que en este caso la letra n se emplea para el parámetro conocido como *índice de refracción* (no confundir con $n =$ número de fotones por periodo de observación). La lente que se utiliza para enfocar luz dentro de una fibra óptica se debe manipular considerando la distancia focal necesaria para el sistema óptico de acuerdo con el diámetro del haz y del núcleo de la fibra.

$$diam_{haz} \cong (2EFL)(NA). \quad (17)$$

El valor EFL en (17) es el valor mínimo necesario para acoplar completamente la luz en la fibra.

Los valores de diseño para las lentes colimadoras y de enfoque se muestran en la tabla 3. Con este sistema óptico se logra inyectar la luz del telescopio receptor a la fibra óptica (figura 10).

En la figura 10 puede notarse la obstrucción central inherente a un telescopio tipo Cassegrain, debido a que la apertura de entrada es mucho mayor que la obstrucción del secundario, la pérdida de energía es solo del 12.7%, aceptable para un sistema óptico con una apertura de antena de 14 in.

En las figuras 11a y 11b puede observarse los resultados del sistema óptico diseñado y los parámetros más importantes para un adecuado enlace óptico, como la polarización y frente de onda.

En la figura 11b se muestra en particular el resultado de la simulación de la polarización incidente contra la polarización de salida del sistema, observándose que la polarización no cambia al pasar por los sistemas de colimación y enfoque.

El frente de onda final nos da información acerca del comportamiento del sistema óptico diseñado; la distorsión de frente de onda (RMS *wavefront error*) es un valor estadístico que cuantifica la calidad del sistema y como modifica la fase de la onda en el plano imagen (Born & Wolf, 2003). En la figura 12a se muestra la distorsión de frente de onda del diseño, en función del ángulo de incidencia al telescopio, para diferentes longitudes de onda.

Tabla 3.
Parámetros de diseño de las lentes de colimación y enfoque.

	Lente Colimador	Lente de enfoque
Tipo de lente	plano-convexo	plano-convexo
Diámetro	25.4 mm	24 mm
Distancia focal	40 mm	37.13 mm
Material	BK7	BK7
Apertura numérica	0.31	0.24

Fuente: Elaboración propia.

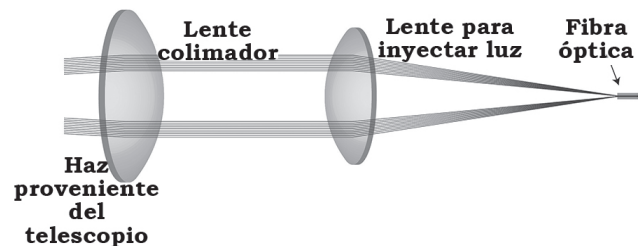


Figura 10. Detalle del trazado de rayos al acoplarse a la fibra óptica.
Fuente: Elaboración propia.

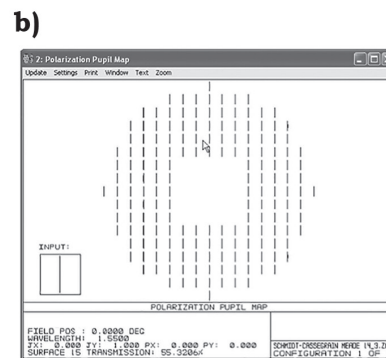
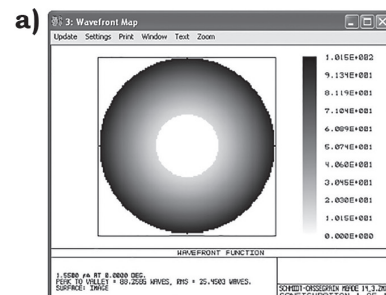


Figura 11. a) Frente de onda resultante del acoplamiento a fibra óptica. b) Polarización resultante del acoplamiento a fibra óptica.
Fuente: Elaboración propia.

En la figura 12b se grafica el error de frente de onda en función de la longitud de onda. Se muestra esta variación para tres diferentes ángulos de incidencia, el diseño del telescopio está optimizado para una longitud de onda de 1550 nm y para una onda electromagnética con rayos paralelos de incidencia al sistema.

Con la finalidad de verificar algunos de los resultados simulados, en una etapa inicial se han realizado pruebas del enlace óptico a una distancia de transmisión del orden de 300 m, colocando un fotodetector en la posición del ocular para registrar la potencia óptica recibida. Esta prueba demostró que la distancia no es suficiente para lograr un frente de onda plano del haz emisor, ya que no se consigue una colimación total sobredimensionando el fotodetector, y por lo tanto perdiendo energía óptica (figuras 13a y 13b).

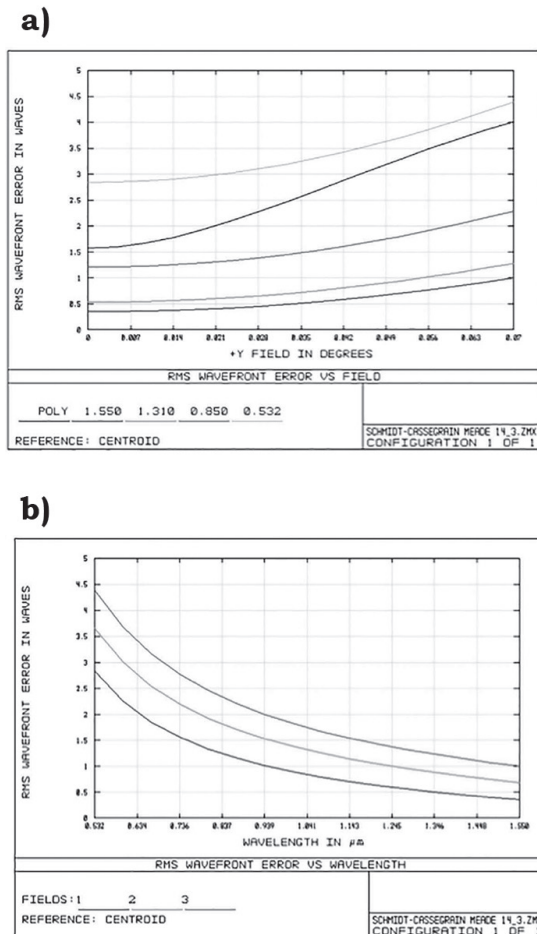


Figura 12. a) Error del frente de onda en función del ángulo de incidencia. b) Error del frente de onda en función de la longitud de onda. Fuente: Elaboración propia.

El diseño para una antena transmisora con obstrucción central puede verse en la figura 14; un haz de 4 mm de diámetro es expandido hasta 10 cm, de esta forma el ángulo de divergencia del haz limitado por difracción disminuye y se puede realizar un enlace de mayor distancia.

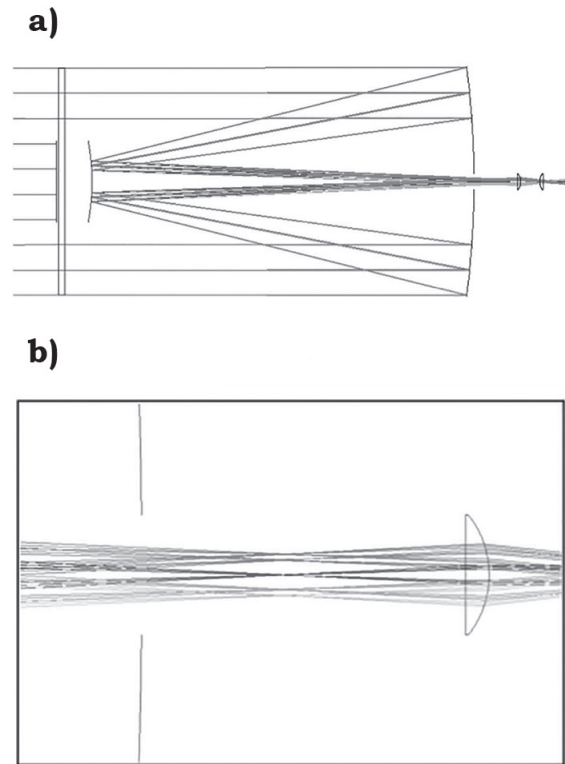


Figura 13. a) Trazado de rayos para diferentes ángulos de incidencia, b) Acercamiento. Fuente: Elaboración propia.

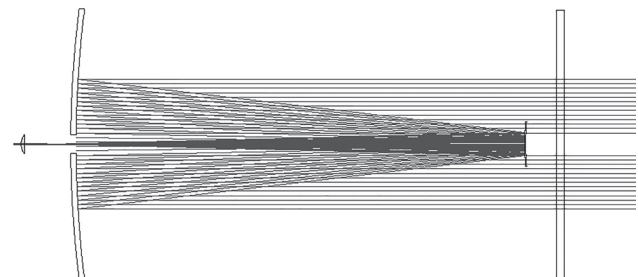


Figura 14. Trazado de rayos para antena óptica emisora con obstrucción. Fuente: Elaboración propia.

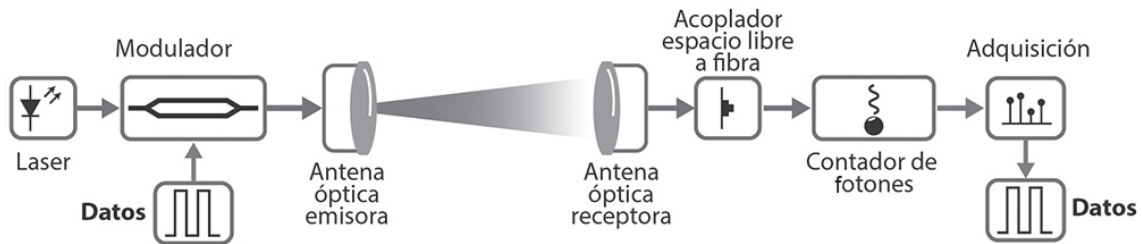


Figura 15. Esquema de transmisión FSO y recepción cuántica.
Fuente: Elaboración propia.

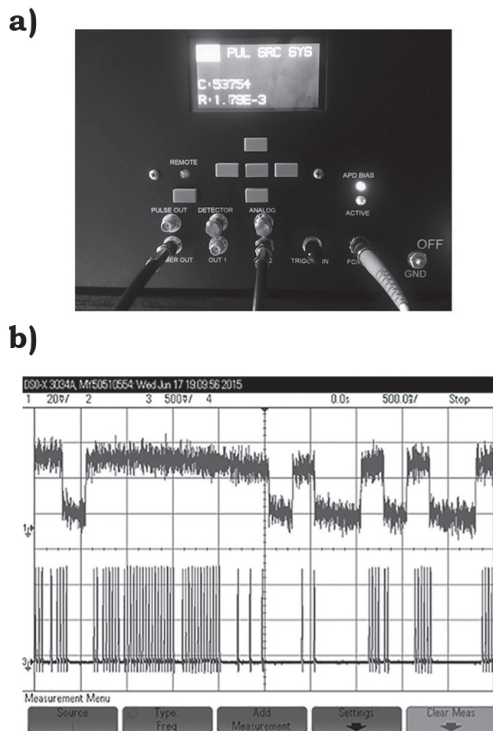


Figura 16. a) Contador de fotones. b) Pulsos de salida del contador de fotones.
Fuente: Elaboración propia.

Prueba de concepto

Para probar el enlace cuántico se generan datos pseudoaleatorios que modulan la intensidad óptica de los estados coherentes de un láser de 1550 nm a una velocidad de 4 Mbps. El haz modulado se colima con la antena emisora y se radia al espacio libre con muy baja potencia óptica, utilizando el esquema de la figura 15. El módulo receptor colecta los datos que tienen una muy baja cantidad de energía por *bit*, de tal forma que se puede medir la cantidad de fotones promedio por cada *bit* de información. Los pulsos provenientes

del contador de fotones únicos, que generan un pulso eléctrico por cada fotón recibido, son adquiridos por un osciloscopio o un módulo de adquisición de datos para su posterior tratamiento.

El enlace de espacio libre utilizado radia una potencia óptica del orden de los 0 dBm; sin embargo, dependiendo de la atenuación del canal, la divergencia del haz y la distancia de transmisión, puede llegar a capturarse una potencia óptica muy baja o incluso nula. Para transmitir la luz al espacio libre se utiliza una antena emisora colimadora acoplada a fibra óptica en configuración doblete separada por aire, fabricada con BK7 y recubrimiento antirreflejante para 1550 nm. Con esta antena se logra un diámetro de haz de salida de 7 mm, el cual se propaga a través del espacio libre con un ángulo total de divergencia de 0.016°. La recepción y colección de energía se realiza con un telescopio comercial tipo Cassegrain de 14 in de apertura de entrada, y obstrucción central de 5 in; el acoplamiento a fibra óptica se realiza con un sistema convergente-colimador que se adapta al telescopio y permite confinar el campo óptico de una fibra estándar con un diámetro de campo modal de 10.4 nm a 1550 nm. La potencia recolectada se envía a través de la fibra óptica hasta el contador de fotones únicos que tiene una entrada fibrada, los datos son muestreados por el contador de fotones con pulsos de 20 ns a una frecuencia de repetición de 30 MHz (figura 16a).

Adicionalmente, se envía el haz modulado en intensidad con una potencia mayor por fibra óptica para comparar las señales en la etapa receptora. En la figura 16a se muestra el conteo de fotones desplegado en el contador de fotones, y en la figura 16b se observan los datos recibidos por la fibra (parte superior figura 16b) y los pulsos generados por el contador de fotones (parte inferior figura 16b). Este enlace de espacio libre se probó para una recepción de tres fotones por *bit* (promedio) a una velocidad de 4 Mbps.

CONCLUSIONES

Un enlace de comunicaciones cuántico se caracteriza por el número reducido de fotones que maneja en la recepción. Si se trata de un enlace en espacio libre, el diseño de las antenas emisora y receptora tiene un papel fundamental.

En este trabajo se demuestra la validez tanto para niveles ópticos clásicos como para un bajo número de fotones, del empleo del trazado de rayos y la óptica geométrica para el diseño de antenas ópticas para comunicación cuántica. Y, con base en este importante resultado, se propone una metodología de diseño para antenas ópticas en un enlace cuántico como parte de un esquema de criptografía cuántica. A continuación se aplica dicha metodología para el diseño de una antena óptica emisora para una longitud de onda de 1550 nm con un telescopio tipo Cassegrain, el cual expande el haz proveniente de la fuente láser, minimizando el ángulo de divergencia del haz. Debido a la poca energía que llega a la antena receptora, esta debe ser recolectada de manera eficiente y sin sufrir cambios en la polarización o el frente de onda, ya que estos llevan estados de recepción que se utilizan en la detección cuántica.

Se diseñó, asimismo, un sistema óptico antena receptora acoplamiento a fibra óptica, que recolecta la energía proveniente de la antena emisora lejana, de tal forma que los rayos de luz se consideran paralelos al llegar a la antena receptora; la antena no modifica el estado de polarización y la distorsión de frente de onda se ha minimizado para el sistema.

El diseño y simulación de las antenas se realizó con la ayuda de la herramienta de simulación por computadora Zemax.

Se implementó también como prueba de concepto un enlace en espacio libre de muy baja potencia óptica, en el cual se envían datos pseudoaleatorios a una frecuencia de 4 Mbps, modulando la intensidad óptica de los estados coherentes de un láser de 1550 nm, observándose resultados adecuados. Por lo anterior, se considera que la metodología para el diseño de antenas óptica desarrollada puede aplicarse adecuadamente al campo de las comunicaciones cuánticas.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, ya que el presente trabajo muestra parte de los resultados obtenidos por los autores en el contexto de un proyecto de Ciencia Básica financiado por esta instancia.

REFERENCIAS

- Ait Fares, S., & Adachi, F. (2010). *Mobile and Wireless Communications Network Layer and Circuit Level Design*. Publisher: InTech.
- Arvizu Mondragón, A., Mendieta-Jimenez, F. J., Sánchez López, J. D., Oropeza Pérez, I., & J. López Leandro, J. R. (2011). Optical communication receiver based on switched-quadrature Costas loop. *Journal of Applied Research and Technology*, 9(3), 443-455.
- Bachor, H. A., & Ralph, T. C. (2004). *A guide to experiments in Quantum Optics*. Weinheim: Wiley-VCH.
- Bely, P. Y. (2003). *The Design and Construction of Large Optical Telescopes*. Heidelberg: Springer.
- Biswas, A., & Piazzolla, S. (2003). Deep-Space Optical Communications Downlink Budget from Mars: System Parameters. *IPN Progress Report*, 42-154, 1-38.
- Blandford, R. D., & Thorne, K. S. (2012). *Applications of Classical Physics*. California: Institute of Technology.
- Born, M., & Wolf, E. (2003). *Principles of Optics* (7^a. ed.). Cambridge: Cambridge University Press.
- Braunstein, S. L., & Van Loock, P. (2005). Quantum information with continuous variables. *Reviews of Modern Physics*, 77(2), 513-577.
- Busch, P., & Shilladay, C. (2006). Complementarity and uncertainty in Mach-Zehnder interferometry and beyond. *Physics Reports*, 435(1), 1-31.
- Gallion, P. (1999). A classical corpuscular approach to optical noise. D, 30. *Conference on Optical Amplifiers and their Application (OAA)*, 2407-2413.
- Gerry, C., & Knight, P. (2005). *Introductory quantum optics*. Cambridge: University Press.
- Glauber, R. J. (1963). Coherent and incoherent states of the radiation field. *Physical Review*, 131(6), 2766-2788.
- Gobby, C., Yuan, Z. L., & Shields, A. J. (2004). Quantum key distribution over 122 km of standard telecom fiber. *Applied Physics Letters*, 84(19), 3762-3764.
- Hecht, E. (2002). *Optics* (4^a. ed.). San Francisco: Addison-Wesley.
- Hemmati, H. (2006). *Deep Space Optical Communications*. New Jersey: Wiley-Interscience.
- Hirota, O. (1992). *Squeezed light*. Amsterdam: Elsevier.
- Karafolas, N., Sodnik, Z., Perdignes, J., & McKenzie, I. (February, 2009). Optical Communications in Space. *European Space Agency. 13th International Conference on Optical Networking Design and Modeling – ONDM*, Braunschweig, Germany.
- Karlsson, A. (July, 1999). Quantum cryptography-from single-photon transmission, key extraction methods to novel quantum information protocols. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Proceedings of Congress on the Evolutionary Computation*, Washington DC.

- Kitagawa, M., & Yamamoto, Y. (1986). Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer. *Physical Review A*, 34(5), 3974-3988.
- Lambert, S. G. & Casey, W. L. (1994). *Laser Communications in Space*. Boston: Artech House.
- Mendieta Jiménez, F. J., Corona Dominguez, M., & Arvizu Mondragón, A. (1996). A coherent optical communications demonstration experiment using a self-heterodyne interferometric technique with controlled-spectral-density laser fields. *Instrumentation & Development*, 3(6), 29-36
- Millman, J. (1979). *Microelectronics: digital and analog circuits and systems*. USA: McGraw-Hill.
- Mittelstaedt, P., Prieur, A., & Schieder, R. (1987). Unsharp Particle-Wave Duality in a Photon Split-Beam Experiment. *Foundations of Physics*, 17(9), 891-903.
- Moision, B., & Hamkins, J. (2003). Downlink Budget for Mars: Modulation and Coding. *The Interplanetary Network Progress Report*, 42-154, 1-28. Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California.
- Ozyazici, M. S. (2004). Increasing semiconductor laser-optical fiber coupling efficiency by introducing microlens. *Optica Applicata*, 34(2), 185-202.
- Plank, T., Czaputa, M., Leitgeb, E., & Muhammad, S. S. (April, 2011). Wavelength Selection on FSO-Links. *5th European Conference on Antennas and Propagation*, Rome, Italy.
- Rana, M., Morshed, K. M., Goni, O., & Rahman, M. (November, 2007). An Improved Analysis of Performance of the Optical Fiber Communication Employing Direct and Coherent Detection Technique. *National Conference on Communication and Information Security NCCIS*, Dhaka, Bangladesh.
- Raymer, M. G., Cooper, J., Carmichael, H. J., Beck, M., & Smithy, D. T. (1995). Ultrafast measurement of optical-field statistics by dc-balanced homodyne detection. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(10), 1801-1812.
- Saleh, B. E., Saleh, B. E., & Teich, M. C. (1991). *Fundamentals of photonics*. (vol. 22). New York: Wiley.
- Schmitt-Manderbach, T., Weier, H., Fürst, M., Ursin, R., Tiefenbacher, F., Scheidl, T., Perdigues, J., Sodnik, Z. Kurtsiefer, C., Rarity, J. G., Zeilinger, A., & Weinfurter, H. (2007). Experimental Demonstration of Free-Space Decoy-State Quantum Key Distribution over 144 km. *Physical Review Letters*, 98(1), 010504-1-010504-4.
- Soe, M., Aung, Z. M., Naing, Z. M., & Theingi Oo, K. (March, 2009). Performance Analysis and Design Consideration of Cassegrain for Satellite Communication. *International MultiConference of Engineers and Computer Scientists*, I., Hong Kong.
- Takesue, H., Nam, S. W., Zhang, Q., Hadfield, R. H., Honjo, Tamaki, K., & Yamamoto, Y. (2007). Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors. *Nature Photonics*, 1, 343-348. doi: 10.1038/nphoton
- Leonhardt, U. (2005). *Measuring the Quantum State of Light* (1^a.ed). Cambridge: University Press.
- Vallone, G., Bacco, D., Dequal, D., Gaiarin, S., Luceri, V., Bianco, G., & Villoresi, P. (2015). Experimental Satellite Quantum Communications. *Physical Review Letters*, 115(4), 040502.
- Van Assche, G. (2006). *Quantum Cryptography and Secret-Key Distillation*. Cambridge University Press.
- Wang, J., Lv, J., Zhao, G., & Wang, G. (2015). Free-space laser communication system with rapid acquisition based on astronomical telescopes. *Optics Express*, 23(16), 20655-20667.
- Weyrauch, T., Vorontsov, M. A., Gowens, J., & Bifano, T. G. (2002). Fiber coupling with adaptive optics for free-space optical communication. *Proc. SPIE 4489, Free-Space Laser Communication and Laser Imaging*, 4489(177), 177-184.
- Yariv, A. (1997). *Optical electronics in modern communications* (vol. 1). Oxford: University Press.
- Yong-Qi, Kok, N., Bryan, A., & Shing, O. N. (2000). Diffractive optical elements with continuous relief fabricated by focused ion beam for monomode fiber coupling. *Optics Express*, 7(3), 141-147.