



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

**Illuminazione di gocce in moto in un canale
microfluidico: fenomeni fisici e relativo impatto**

Relatore

Prof. Cinzia Sada

Laureando

Luca Prandini

Anno Accademico 2022/2023

Indice

1	Introduzione	2
2	Interazione luce-goccia: descrizione del modello	4
2.1	Modello $I_{tot}(x_1)$	4
2.2	Antologia delle gocce	4
2.3	Diffrazione: $I_{diff}(x_1)$	6
2.4	Altri termini: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$	7
3	Previsioni del modello: analisi	9
3.1	$I_{diff}(x_1)$: caso continuo	9
3.2	$f(x_1)$, $\delta(x_1)$: coefficienti di smussamento	15
3.3	Altri contributi: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$	18
3.4	Intensità totale: $I_{tot}(x_1)$	27
4	Conclusioni	30
A	Bibliografia	32

Capitolo 1

Introduzione

La diagnostica ottica di particelle o aggregati in flusso è uno strumento di indagine molto flessibile per determinarne la dimensione, la velocità e la densità numerica [1,2]. La maggior parte degli approcci di diagnostica ottica si basano sull'illuminazione di un flusso di particelle e sulla rilevazione della relativa trasmissione ottica o dell'assorbanza [3].

L'interazione delle singole particelle sospese in una fase liquida è molto complessa. Si osserva sperimentalmente che, scegliendo opportunamente l'illuminazione e la geometria del sistema di rilevazione, il passaggio di particelle produce un cosiddetto effetto ombra sul rivelatore, dato che in pratica è come se si manifestasse un oscuramento di quest'ultimo. Lo studio di questi effetti è noto in letteratura come "Single-Particle Optical Sensing" (SPOS, anche noto come Light Obscuration, LO) [4]. Misurando la riduzione dell'intensità della luce trasmessa attraverso il flusso contenente le particelle e utilizzando una curva di calibrazione, è possibile elaborare il segnale del rivelatore per determinare la dimensione delle particelle stesse. SPOS ha suscitato un crescente interesse negli ultimi anni dato che, grazie alla disponibilità di laser come sorgenti di illuminazione [5], è possibile impiegare il principio fisico sottostante a SPOS per caratterizzare otticamente le particelle sospese nel fluido, inclusa la temperatura, la concentrazione, la forma con applicazione diretta nella meccanica dei fluidi.

SPOS è stato ampiamente utilizzato in molti campi, dai prodotti farmaceutici [6] alle applicazioni idrauliche/lubrificanti. Sono stati, quindi, pubblicati numerosi studi teorici sulla diffusione della luce, inclusa la rifrazione e la trasmissione delle particelle a seconda della loro forma (sferica o meno) e della composizione, per lo più focalizzati su geometrie statiche. È in questo contesto che SPOS beneficia dell'avvento della microfluidica.

Negli ultimi due decenni, la microfluidica ha infatti suscitato crescente attenzione nel campo del rilevamento ottico di fasi disperse pL e nL come particelle e goccioline in flusso, soprattutto se combinata con l'ottica integrata per ottenere piattaforme opto-microfluidiche. L'obiettivo principale è, infatti, quello di sviluppare dispositivi compatti e portatili con elevata sensibilità e bassi limiti di rivelabilità pur utilizzando la minor quantità possibile di materiale campionato. Per ottenere questo risultato sono state proposte diverse soluzioni, prevedendo l'accoppiamento di fibre ottiche al circuito microfluidico anche in soluzioni ibride come guide d'onda ottiche e microfluidica realizzate mediante scrittura laser di SiO₂ [9].

Più recentemente, sono state proposte guide d'onda a canale diffuso in Ti integrate

ai canali microfluidici in LiNbO_3 [8,9].

Affinché SPOS sia pienamente informativo, è necessaria la modellazione della risposta ottica. Quando si integrano ottica e microfluidica significa modellare la risposta ottica di una goccia e del suo contenuto. Il primo passo consiste nell'enucleare il contributo dell'interazione dell'illuminazione della goccia in sé e per sé, andando a investigare il ruolo della sua forma, dell'interfaccia e del fluido che la caratterizza. Il secondo passo è di includere nella goccia le particelle da investigare e identificarne il contributo anche come differenza rispetto al passo precedente che si configura quindi come background. Ad oggi ci sono alcuni studi pubblicati in letteratura che discutono della diffusione della luce di grandi bolle sferiche utilizzando approssimazioni geometriche e di ottica fisica [10] con tecniche avanzate di ray tracing e simulazioni Monte Carlo [11] applicate a sospensioni colloidali. Sebbene siano state pubblicate diverse applicazioni alle sospensioni colloidali, le inclusioni colloidali sono state assunte di dimensioni uniformi e di forma sferica, in concentrazione diluita in modo da ritenere valida la legge di assorbimento proposta da Lambert-Beer.

Recentemente è stato proposto un modello di interazione della luce che consideri l'ambiente della fase dispersa, compreso il ruolo della fase continua in cui sono immersi [12,13]. In tale modello si è presa in considerazione una descrizione completa di tutti i fenomeni ottici che si verificano quando la luce interagisce con una fase dispersa in movimento in un ambiente vincolato come un canale microfluidico reale.

Il presente lavoro di tesi mira a studiare i limiti di applicabilità di tale modello quando si hanno gocce di olio disperse in acqua. È stato applicato ad una goccia che nel muoversi in un canale microfluidico, intercetta, oscurandola, una sorgente luminosa rappresentata da una guida di luce che si affaccia sul canale microfluidico stesso ortogonalmente al flusso. La goccia può essere considerata un ostacolo in movimento che fornisce diffrazione, trasmissione, assorbanza e riflessione. Ogni fenomeno contribuisce in modo diverso e la risposta complessiva è una convoluzione di tutti questi effetti. Alcuni di essi dipendono principalmente dalla forma dell'interfaccia (rifrazione), altri dal mezzo (assorbanza) o dal confinamento della goccia all'interno di un canale (diffrazione). Nel presente lavoro di tesi si è focalizzata l'attenzione sui seguenti aspetti:

- Nella prima sezione del capitolo tre si è dato spazio ai soli fenomeni diffrattivi nel caso di fase dispersa a flusso continuo e il loro relativo impatto in funzione della larghezza del canale microfluidico e della profondità della sorgente.
- Nella seconda sezione si è presentato il processo di determinazione dei parametri che simulano la presenza o l'assenza della goccia nel fascio uscente dalla guida e che interessano tutti gli effetti all'interno del canale.
- Nell'ultima sezione sono stati prima analizzati gli effetti di riflessione e trasmissione, diretta e diffusa all'interno della goccia, a larghezza del canale e profondità della guida fissate e in funzione del profilo della goccia. Successivamente sono state analizzate tutte le interazioni della goccia con la radiazione a geometria fissata e in funzione degli indici di rifrazione della fase continua e dispersa. Infine è stata fatta una previsione da parte del modello per la risposta del segnale al variare della lunghezza d'onda della radiazione in ingresso.

Capitolo 2

Interazione luce-goccia: descrizione del modello

2.1 Modello $I_{tot}(x_1)$

Stabilita la configurazione del sistema, l'intensità della luce in uscita dalla guida a seguito dell'interazione con una goccia può essere identificata dalla somma di cinque contributi:

$$I_{tot}(x_1) = I_{diff}(x_1) + I_{T2}(x_1) + I_{T1}(x_1) + I_R(x_1) + I_{fondo}(x_1) \quad (2.1)$$

dove:

- $I_{diff}(x_1)$ è il segnale prodotto dalla diffrazione della fenditura che si crea con lo spazio $D(x_1)$ tra il top della goccia e il coperchio del canale.
- $I_{T2}(x_1)$ è il segnale dovuto alla trasmissione interna e diffusa nella goccia, attraverso riflessioni multiple al suo interno.
- $I_{T1}(x_1)$ è il segnale della trasmissione diretta interna.
- $I_R(x_1)$ è il segnale prodotto dalla riflessione totale esterna sulla sommità della goccia.
- $I_{fondo}(x_1)$ è il segnale diffuso all'interno del canale che non comprende interazioni con la goccia.

x_1 è la posizione della goccia in moto all'interno del canale microfluidico.

2.2 Antologia delle gocce

A seconda della forma della goccia ci si aspetta che il contributo relativo a ciascun termine cambi. È perciò fondamentale descrivere opportunamente la forma delle gocce, parametrizzando la distanza top goccia-coperchio del canale $D(x_1)$; funzione che va a definire in maniera diretta il profilo della goccia.

Nello specifico sono state utilizzate quattro tipi di parametrizzazioni [12, 13]:

- Profilo a simmetria sferica

$$D(x_1) = \sqrt{\left(\frac{y}{2} - 2.0\mu m\right)^2 - (x_1)^2} + 2.0\mu m \quad (2.2)$$

dove y è l'altezza del canale, sperimentalmente pari a $100\mu m$, mentre $2.0\mu m$ il valore sperimentale di vicinanza minima tra il top della goccia e il coperchio del canale.

- Profilo di transizione dripping-squeezing

$$D(x_1) = \left(e^{\frac{x_1 - \rho}{5}} + 50\right) \cdot \left(e^{-\frac{x_1 - 20}{20}} + 1\right) - \alpha\omega - \beta x_1^{\frac{6}{10}} \quad (2.3)$$

dove $\rho=250$, $\alpha=0.19$ e $\beta=0.21$.

- Profilo di squeezing asimmetrico prossimo alla guida

$$D(x_1) = \left(e^{\frac{x_1 - \rho}{5}} + 50\right) \cdot \left(e^{-\frac{x_1 - 50}{30}} + 1\right) - \alpha\omega - \beta x_1^{\frac{6}{10}} \quad (2.4)$$

dove $\rho=480$, $\alpha=0.2$ e $\beta=0.09$.

- Profilo di squeezing asimmetrico sopra la guida

$$D(x_1) = \left(e^{\frac{x_1 - \rho}{5}} + 50\right) \cdot \left(e^{-\frac{x_1 - 50}{30}} + 1\right) - \alpha\omega - \beta x_1^{\frac{6}{10}} \quad (2.5)$$

dove $\rho=650$, $\alpha=0.215$ e $\beta=0.1$.

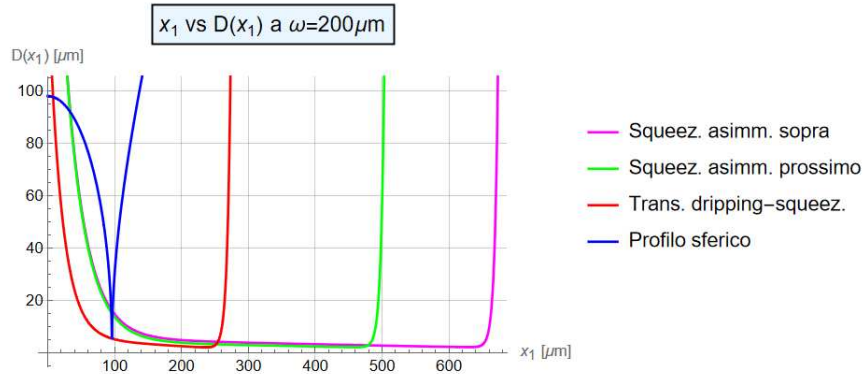


Figura 2.1: Andamento di $D(x_1)$ per i quattro diversi profili.

È importante evidenziare il fatto che (2.2) è l'unico profilo a non dipendere esplicitamente dalla larghezza del canale ω . Una volta fissata anche la profondità della guida ξ_0 , questo ritorna particolarmente utile nello studio dell'effetto dei parametri geometrici del sistema sui singoli contributi di intensità della luce in output.

2.3 Diffrazione: $I_{diff}(x_1)$

Come descritto in [12, 13], l'intensità in uscita a seguito del transito di una goccia che fa da ostacolo diffrattivo può essere descritta dalla seguente relazione:

$$I_{diff}(x_1) = \frac{Pn_0^3}{\pi\omega^2 NA^2} \cdot \frac{8NA \cdot n_0\omega_0}{\omega\lambda^2} \cdot f(x_1) \cdot \delta(x_1) \cdot D(x_1)^2 \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{n_0\pi D(x_1)}{\lambda} \cdot \frac{\left(\frac{D(x_1)}{2} - \xi_0\right)}{\frac{\omega}{2}} \right)}{\left(\frac{n_0\pi D(x_1)}{\lambda} \cdot \frac{\left(\frac{D(x_1)}{2} - \xi_0\right)}{\frac{\omega}{2}} \right)} \right]^2 \quad (2.6)$$

dove:

n_0 è l'indice di rifrazione della fase continua.

λ è la lunghezza d'onda che illumina la goccia.

NA è l'apertura numerica della guida di luce:

$$NA = \frac{2n_{Li} \cdot \omega_0}{\omega} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{2z_0}\right)^2} \quad (2.7)$$

ottenuta combinando le relazioni [12, 13]:

$$\omega(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.8)$$

$$\omega\left(z = \frac{\omega}{2}\right) = \frac{\omega \cdot NA}{2n_0} \quad (2.9)$$

con:

$\omega_0 = 1\mu\text{m}$, metà delle dimensioni della sorgente.

$n_{Li} = 2.2$, coefficiente di rifrazione del Niobato di Litio.

$z_0 = \frac{n_0\pi\omega_0^2}{\lambda}$, indice di rifrazione straordinario.

In particolar modo si osserva che il contributo $I_{diff}(x_1)$ diventa apprezzabile quando $D(x_1) < D_C$, essendo D_C un valore critico pari a

$$D_C = \frac{\omega \cdot NA}{2n_0} + \xi_0 \quad (2.10)$$

Detta $f(x_1)$, funzione a gradino che simula l'accensione della diffrazione quando il profilo $D(x_1)$ è minore del valore della fenditura critica D_C , risulta ottimale:

$$f(x_1) = \begin{cases} 0 & \text{se } D(x_1) > D_C \\ 1 & \text{se } D(x_1) < D_C \end{cases} \quad (2.11)$$

Con:

$$f(x_1) = 1 - \frac{1}{1 + c_1 \left(\frac{D_C + \xi_0}{D(x_1)}\right)^{c_2}} \quad (2.12)$$

Inoltre per descrivere l'effetto della collimazione di solo alcuni raggi della luce in input incidenti sulla fenditura, si è introdotto un fattore correttivo, modulato da opportune funzioni a gradino che accendono e spengono il fenomeno:

$$\delta(x_1) = 1 + \alpha_C \left[\left(\frac{D_C}{D(x_1)} \right)^2 - 1 \right] \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\xi_0 + b_1}{D(x_1)} \right)^{b_2}} \right] \left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{D_C}{D(x_1)} \right)^{b_3}} \right] \quad (2.13)$$

b_1, b_2, b_3, c_1, c_2 costanti di smussamento.

Infatti $D(x_1) < \xi_0$ descrive la condizione di guida ostruita, in cui prevalgono i termini di riflessione e trasmissione e non è presente luce collimata verso la fenditura (è importante sottolineare che nella configurazione qui scelta ciò non è possibile, poichè ξ_0 è fissato a $1.4\mu\text{m}$ e $D(x_1)$ è sempre maggiore di $2\mu\text{m}$).

2.4 Altri termini: $I_R(x_1), I_{T1}(x_1), I_{T2}(x_1)$

Ulteriori contributi all'intensità in uscita dopo l'interazione con la goccia sono la riflessione totale sulla goccia, la trasmissione diretta e la trasmissione diffusa. Con riferimento a [12, 13]:

$$I_R(x_1) = f(x_1) \cdot \frac{4Pn_0^3}{\pi \cdot \omega^2 NA^2} \cdot \rho \cdot e^{-2\left(\frac{D(x_1) - \xi_0}{(\omega NA / 2n_0)}\right)^2} \cdot \left[\frac{1}{1 + a_1 \left(\frac{\xi_0 + a_2}{D(x_1)} \right)^{a_3}} \right] \quad (2.14)$$

dove $\rho \approx 1.67$, a_1, a_2, a_3 costanti di smussamento. L'ultima funzione a gradino permette di accendere il termine di riflessione non appena la goccia entra nel cono di luce ($D(x_1) \approx D_C$) e di spegnerlo nella condizione di guida ostruita ($D(x_1) \approx \xi_0$).

$$I_{T1}(x_1) = f(x_1) \cdot T_{t1} T_{t2} \cdot \frac{Pn_0}{\pi \left(2 \frac{NA}{n_0} z_o + \frac{NA}{n_d} z_D \right)^2} \cdot \left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{\xi_0}{D(x_1)} \right)^\alpha} \right] \quad (2.15)$$

dove $T_{t1} \approx 0.93$, $T_{t2} \approx 0.65$ trasmittanze, α costante di smussamento.

Il fattore a gradino tiene conto del fatto che la trasmissione diretta avviene solamente quando la goccia sovrasta completamente l'asse della guida, ovvero quando $D(x_1) \leq \xi_0$.

$$I_{T2}(x_1) = f(x_1) \cdot T_{t3} T_{t4} \bar{R}_T \cdot \frac{Pn_0 \cdot F_i(x_1)}{\pi \left(2 \frac{NA}{n_0} z'_o + \frac{NA}{n_d} z'_D \right)^2} \cdot \left[1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{2\xi_0}{D(x_1)} \right)^\alpha} \right] \quad (2.16)$$

dove $T_{t3} \approx 1.0$, $T_{t4} \approx 0.65$ trasmittanze, $\bar{R}_T \approx 0.1$, $F_i(x_1) \approx 5$ numero dei raggi incidenti.

L'ultimo fattore spegne il fenomeno di trasmissione diffusa, in questo caso con una dipendenza meno vincolata di $D(x_1) \leq 2\xi_0$.

z_o e z_d sono rispettivamente la distanza percorsa dai fasci incidenti all'interno della fase continua e della fase dispersa.

$$z_d = 2\alpha_{z_d} \sqrt{\left(\frac{\omega}{2} - D(x_1)\right)^2 - \left(\frac{\omega}{2} - \xi_0\right)^2} = 2\alpha_{z_d} \sqrt{D(x_1)^2 - \xi_0^2 + \omega(\xi_0 - D(x_1))} \quad (2.17)$$

$$z_o = \frac{\omega}{2} - z_d \quad (2.18)$$

z'_o e z'_d sono state ottenute allo stesso modo, ponendo $\alpha'_{z_d} \approx 2.2$.

Capitolo 3

Previsioni del modello: analisi

3.1 $I_{diff}(x_1)$: caso continuo

Nella prima sezione si presentano i risultati ottenuti e il relativo impatto dei parametri geometrici del sistema sul termine diffrattivo.

In prima analisi si sono trascurate le funzioni a gradino di accensione e spegnimento della diffrazione con il passaggio della goccia nel canale microfluidico.

Posti $f(x_1) = \delta(x_1) = 1$, la relazione (2.6) diventa:

$$I_{diff}(x_1) = \frac{Pn_0^3}{\pi\omega^2NA^2} \cdot \frac{8NA \cdot n_0\omega_0}{\omega\lambda^2} \cdot D(x_1)^2 \left[\frac{\text{sen} \left(\frac{n_0\pi D(x_1)}{\lambda} \cdot \frac{\left(\frac{D(x_1)}{2} - \xi_0\right)}{\frac{\omega}{2}} \right)}{\left(\frac{n_0\pi D(x_1)}{\lambda} \cdot \frac{\left(\frac{D(x_1)}{2} - \xi_0\right)}{\frac{\omega}{2}} \right)} \right]^2 \quad (3.1)$$

Con l'arrivo e l'uscita della goccia dal fronte d'onda intercettato, l'intensità viene smorzata dall'aumento della sezione del profilo (anche se superiore al valore critico D_C), ma mai estinta. Fisicamente, è come se il flusso del liquido immesso fosse continuo e l'apertura della fenditura fosse variabile in funzione della sezione del profilo, rappresentando senza interruzioni un ostacolo diffrattivo per la luce nella guida.

L'andamento del termine diffrattivo è caratterizzato prevalentemente da quattro parametri: l'indice di rifrazione n_0 e la lunghezza d'onda in ingresso λ (che determinano l'intensità della luce in input), la larghezza del canale microfluidico ω e ξ_0 (che fissano la geometria del sistema). Inizialmente ci si è limitati all'analisi della luce nel rosso ($\lambda=632\text{nm}$) e nel verde ($\lambda=532\text{nm}$).

$I_{diff}(x_1) \propto n_0^4$, quindi ci si può aspettare che all'aumentare dell'indice di rifrazione della fase continua aumenti anche l'intensità diffratta, modulata opportunamente dal termine sinusoidale. Per vedere questo, si può adottare per semplicità il profilo sferico per la parametrizzazione della forma e fissare gli altri parametri al passaggio, all'uscita e di fronte al cono di luce e analizzare l'intensità in funzione di n_0 (Figura 3.1).

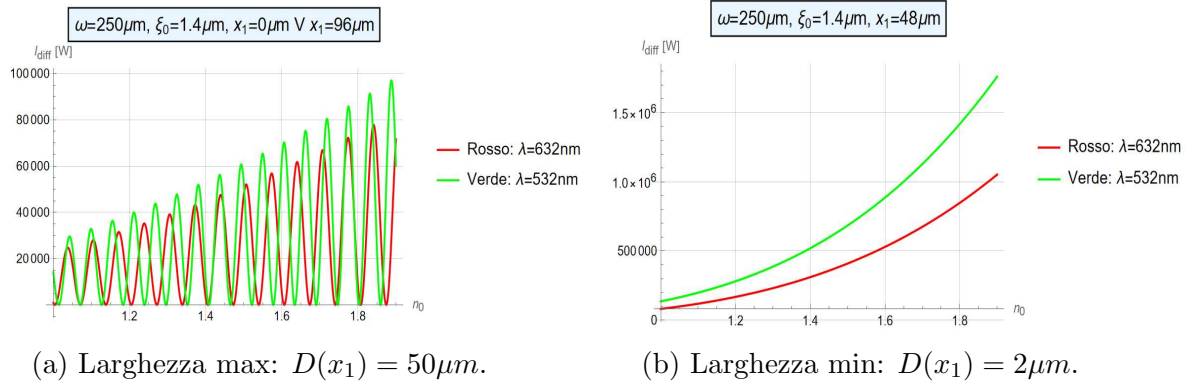


Figura 3.1: Grafico n_0 vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] con fenditura a profilo sferico.

Dato che l'interesse prioritario è lo studio di gocce in acqua, viene posto il valore di n_0 a 1.33, indice di rifrazione medio dell'acqua. Fissata l'intensità in ingresso, si è scelto un valore di ξ_0 simile al valore sperimentale, per poi avere unicamente ω come variabile libera della geometria del sistema.

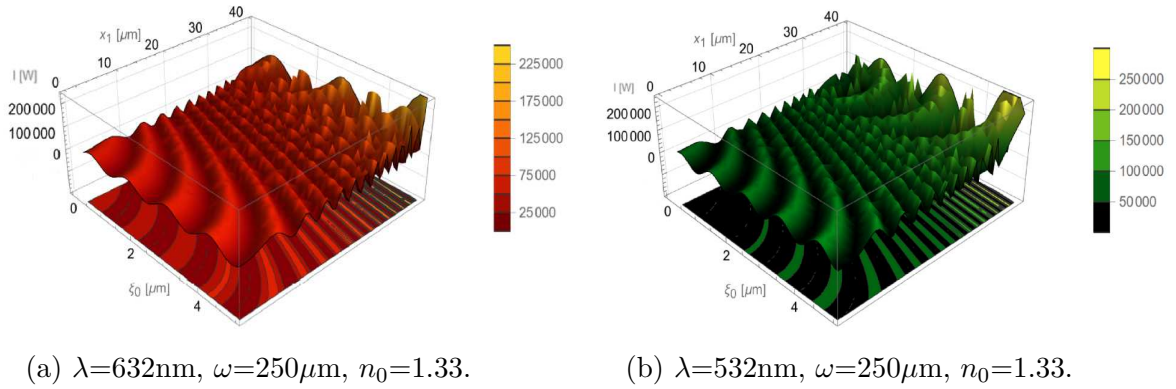


Figura 3.2: Contour e grafico 3D di $I_{diff}(x_1)$ [W] in funzione di x_1 [μm] e ξ_0 [μm].

Con riferimento alla Figura 3.2 è immediato osservare che la profondità di immissione della luce non ha un impatto rilevante sul termine diffrattivo. Ne consegue che ξ_0 ha solamente un effetto di modulazione dell'intensità, senza variarne significativamente l'ordine di grandezza. Inoltre, dato che al momento si sta considerando solamente il termine diffrattivo, mettendosi nella condizione di guida ostruita (per cui vale $\xi_0 \leq D(x_1)$) e le dimensioni della guida sono $\omega_0 = 1.0\mu\text{m}$, la profondità della sorgente deve essere compresa nell'intervallo $[1.0; 2.0]\mu\text{m}$.

Si è dunque ritenuto opportuno fissare un valore intermedio compreso in questo intervallo graficando opportunamente l'intensità in funzione di ξ_0 .

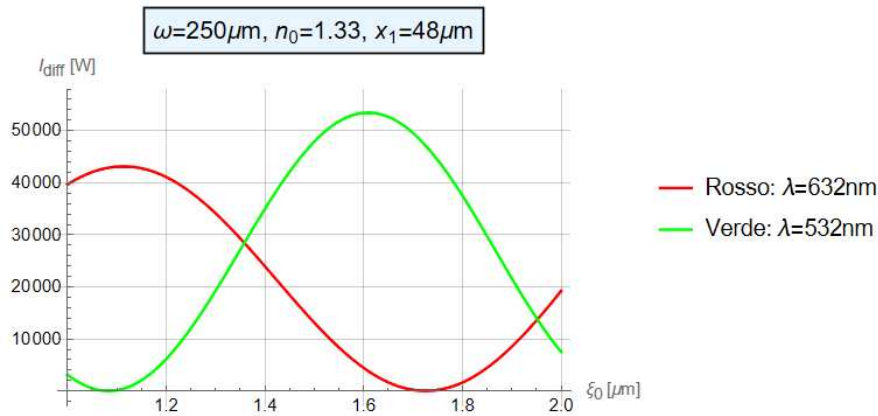


Figura 3.3: Grafico ξ_0 [μm] vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] con fenditura profilo sferica.

È stato dunque selezionato un valore di $1.4\mu m$, che dà per entrambe le lunghezze d'onda una risposta intermedia. (Figura 3.3).

Successivamente è stato possibile mostrare l'impatto di ω sull'intensità in uscita. Per fare questo sono stati analizzati i grafici dell'intensità diffratta in funzione della posizione della goccia all'interno dei canali per i quattro diversi profili. Inoltre ω è stata fatta variare a passi di $50\mu m$ nell'intervallo $[50; 500]\mu m$.

Di seguito vengono riportati solamente i grafici relativi ai valori estremali e al valore intermedio di ω per ciascuno dei quattro profili ($\xi_0 = 1.4\mu m$ e $n_0 = 1.33$ fissati).

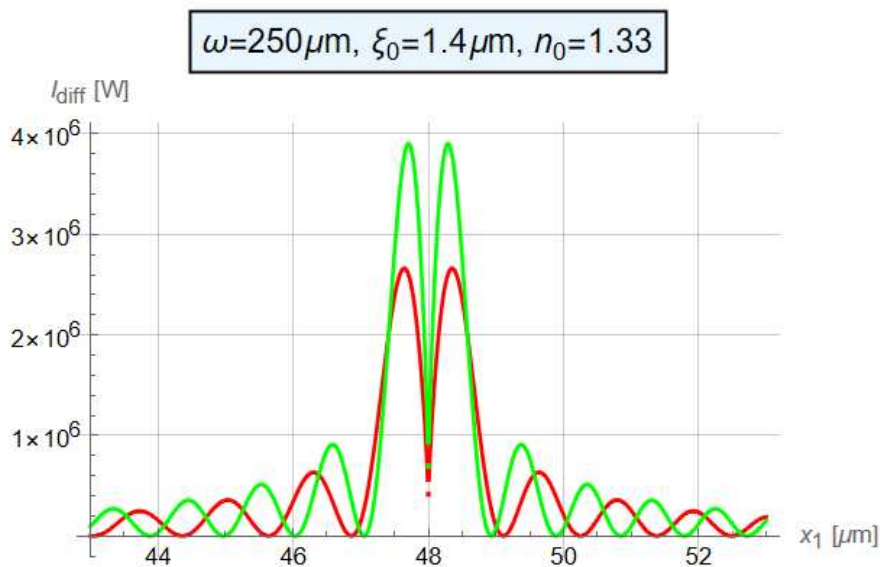


Figura 3.4: $\omega = 250\mu m$.

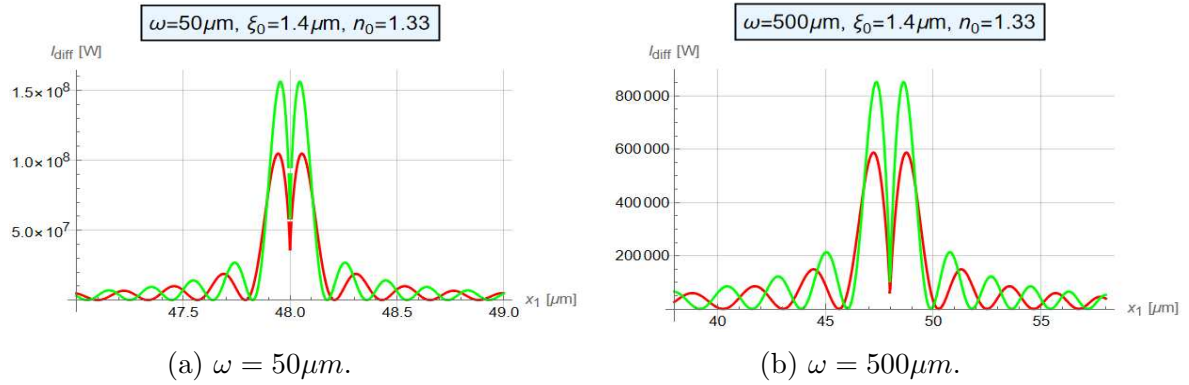


Figura 3.5: x_1 [μm] vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] per profilo sferico.

Per il profilo sferico si può osservare (Figure 3.4 e 3.5) che la maggior parte dell'intensità si concentra simmetricamente attorno al centro ($x_1=48\mu m$). Il segnale risulta quindi significativo solamente per un breve intervallo di tempo; il resto potrebbe essere scambiato per rumore o per altri contributi.

È interessante notare che l'aumento della larghezza del canale non diminuisce solamente l'intensità in uscita, ma aumenta anche il feedback a livello temporale della massima intensità. Inoltre solamente i massimi secondari del rosso e del verde sono sfalsati, mentre quelli principali praticamente coincidono a livello di posizione. Nel regime in cui il segnale in output è massimo, la risposta del sistema è la stessa a entrambe le lunghezze d'onda. Per ω pari a $50\mu m$ la simmetria sferica non è rispettata: il diametro della sfera viene deformato lungo x da $96\mu m$ a $50\mu m$ passando così da una forma sferica a quella di un ellissoide oblato.

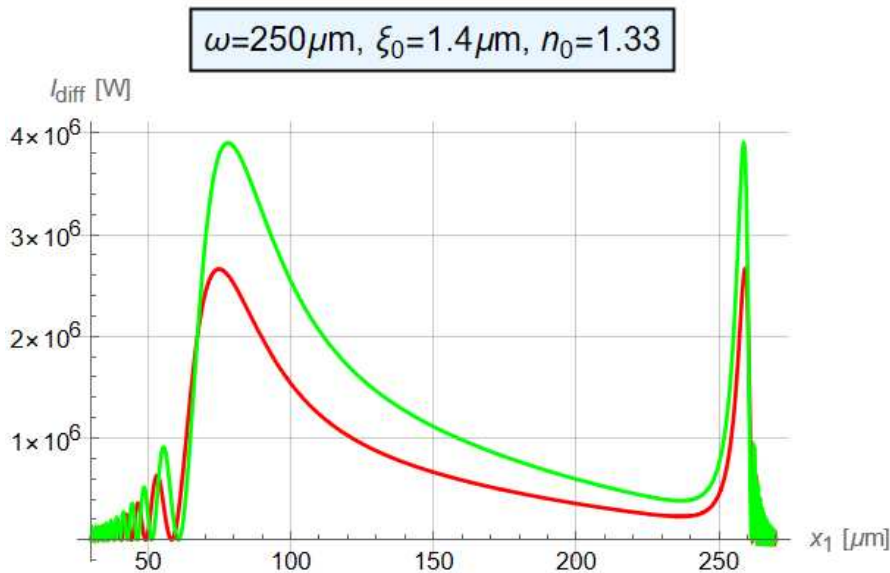
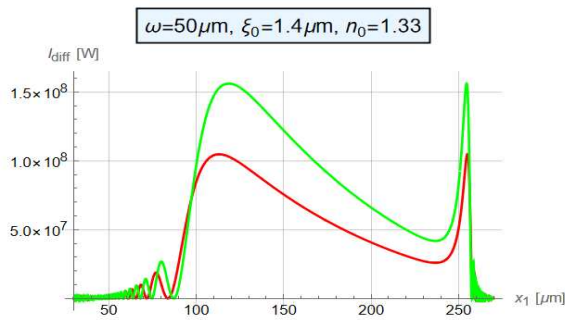
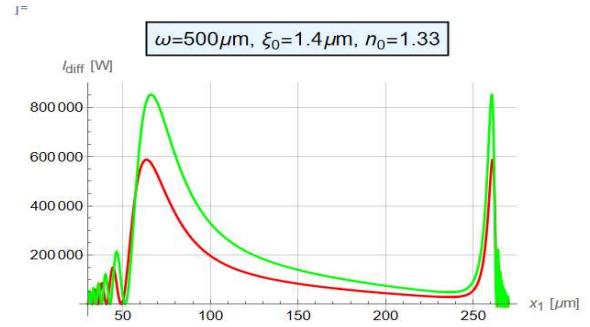


Figura 3.6: $\omega = 250\mu m$.



(a) $\omega = 50\mu m$.



(b) $\omega = 500\mu m$.

Figura 3.7: $x_1 [\mu m]$ vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] per profilo transizione dripping-squeezing.

Per ω piccole, tra $50\mu m$ e $100\mu m$, il massimo di intensità si presenta con maggiore estensione rispetto a larghezze più elevate (Figure 3.6 e 3.7).

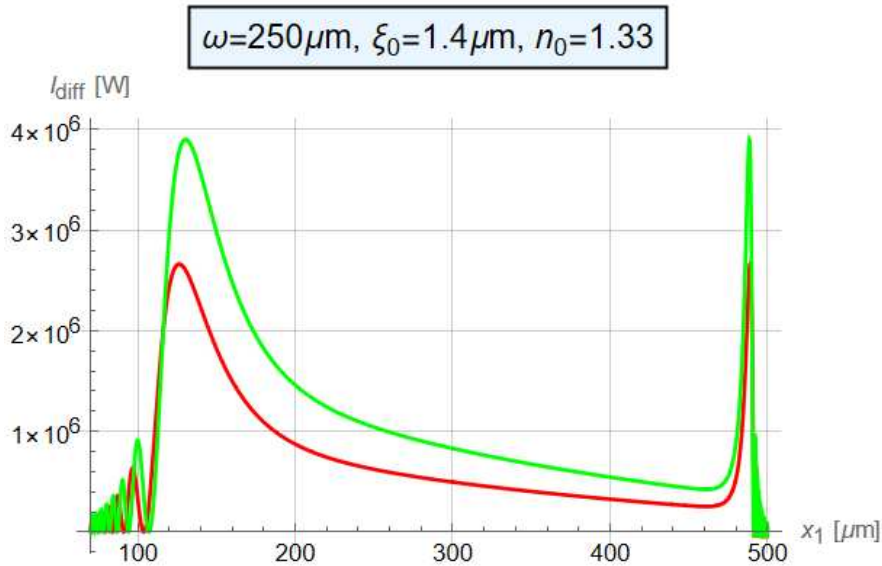
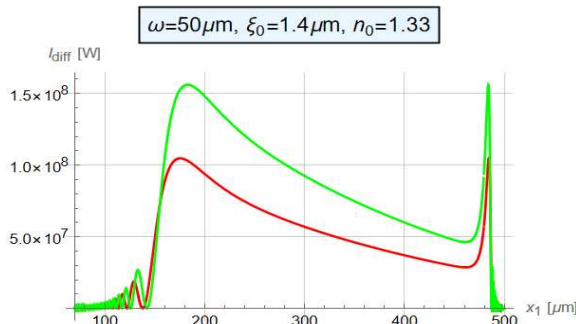
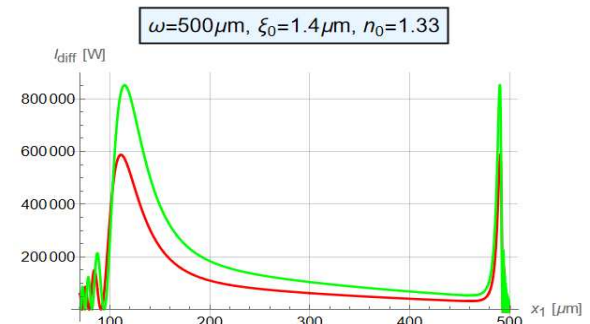


Figura 3.8: $\omega = 250\mu m$.



(a) $\omega = 50\mu m$.



(b) $\omega = 500\mu m$.

Figura 3.9: $x_1 [\mu m]$ vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] per profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida.

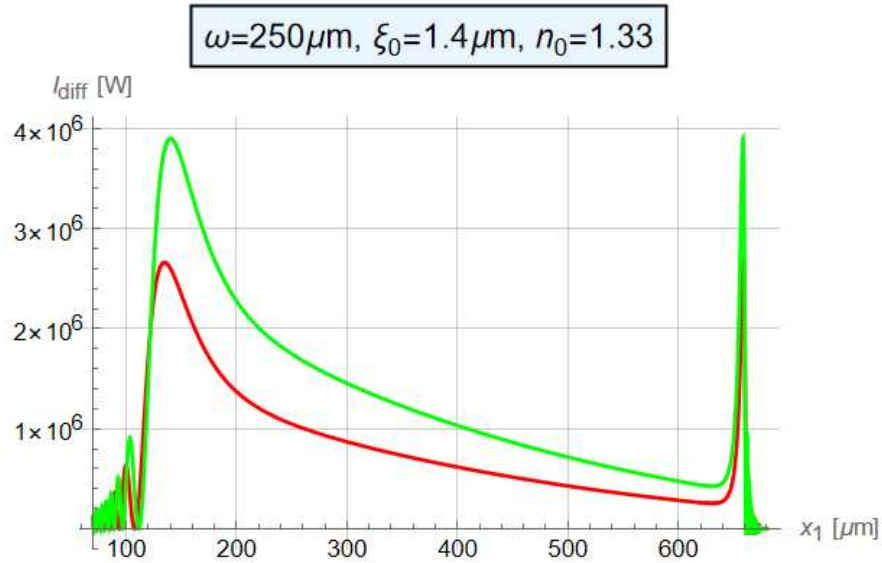
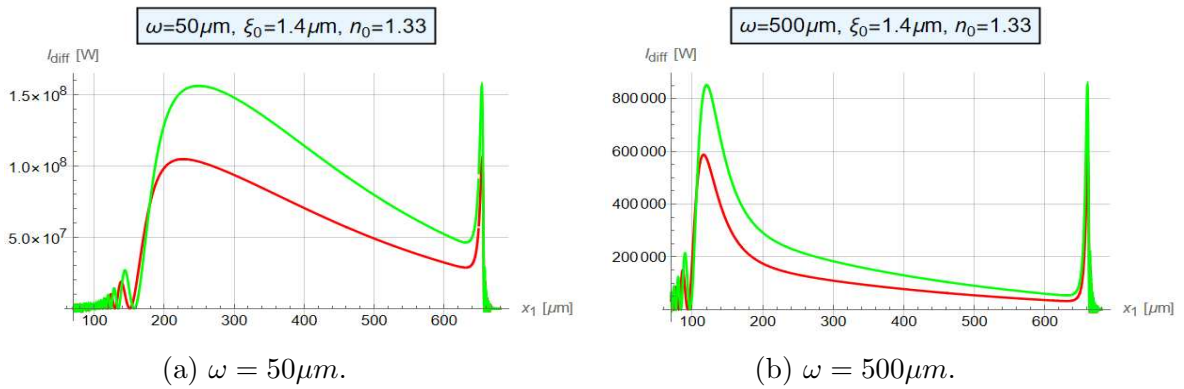


Figura 3.10: $\omega = 250\mu m$.



(a) $\omega = 50\mu m$.

(b) $\omega = 500\mu m$.

Figura 3.11: $x_1 [\mu m]$ vs. $I_{diff}(x_1)$ [W] per profilo squeezing asimmetrico sopra la guida.

Per gli ultimi due profili di squeezing (Figure 3.8-3.11) i due picchi di intensità sono ben distanziati e stretti a partire da ω piccole. In entrambi i casi si nota che da ω maggiori di $250\mu m$ il primo massimo tende a stabilirsi fisso in un unico x_1 . Per entrambi i profili i due massimi di diffrazione coincidono con l'intercettazione della testa e della coda della goccia transiente.

Infine per tutti i profili l'aumento della larghezza del canale porta a una maggiore dispersione del segnale e una conseguente diminuzione dell'intensità del termine diffrattivo.

3.2 $f(x_1)$, $\delta(x_1)$: coefficienti di smussamento

L'obiettivo di questa sezione è quello di presentare il processo di determinazione dei coefficienti di smussamento per la diffrazione b_1 , b_2 , b_3 , c_1 , c_2 .

Da questi è stato possibile trarre analoghe conclusioni per a_1 , a_2 , a_3 e α , coefficienti di smussamento delle funzioni a gradino degli altri contributi. Dalla relazione (2.10) si è potuto stimare l'intervallo di D_C in funzione della geometria del sistema ($\omega \in [50; 500]\mu m$ e $\xi_0 \in [0.5; 10.0]\mu m$) e dell'indice di rifrazione ($n_0 \in [1.0; 1.9]$):

$$D_{C,R} \in [2.9 + \xi_0; 50.0 + \xi_0]\mu m \quad (3.2)$$

$$D_{C,V} \in [3.9 + \xi_0; 43.7 + \xi_0]\mu m \quad (3.3)$$

L'accensione e lo spegnimento della diffrazione sono strettamente correlati a D_C , valore limite di transizione tra i due regimi.

I parametri c_1 , c_2 (e così allo stesso modo b_3) danno forma al gradino che regola il termine diffrattivo e sono a loro volta collegati direttamente a D_C .

Per determinare questi parametri è stata fissata $D(x_1)$ su due valori estremali, di massimo ($100\mu m$, guida vuota) e di minimo ($2\mu m$, guida interamente coperta dalla presenza della goccia).

Si può notare infatti che dagli intervalli di D_C (relazioni 3.2 e 3.3), qualunque sia la configurazione del sistema deve necessariamente valere:

$$\begin{cases} D(x_1) = 2\mu m < D_C \\ D(x_1) = 100\mu m = y_{canale} > D_C \end{cases}$$

Di conseguenza:

$$\begin{cases} f(x_1) = 1 & \text{se } D(x_1) = 2\mu m \\ f(x_1) = 0 & \text{se } D(x_1) = 100\mu m = y_{canale} \end{cases}$$

Partendo da questa condizione è stato possibile determinare c_1 , c_2 (e b_3) facendo variare direttamente questi ultimi.

Si è proceduto in tre diversi modi per studiare il relativo impatto di c_1 e c_2 :

1. Fissando la geometria del sistema, con $\omega=200\mu m$ e $\xi_0=1.4\mu m$ nel rosso e nel verde.
2. Fissando $\omega=200\mu m$, facendo variare ξ_0 ;
3. Fissando $\xi_0=1.4\mu m$, facendo variare ω .

La prima configurazione ha messo in luce un primo intervallo approssimativo ma valido: nel rosso $c_1 \in [0.5; 3.0]$ e $c_2 \in [0.0; 100.0]$, mentre nel verde $c_1 \in [0.5; 1.0]$ e $c_2 \in [40.0; 60.0]$.

Al variare di ξ_0 si nota subito che il gradino è meglio definito per ξ_0 tendente a $10.0\mu m$. L'aumento della profondità della sorgente aumenta l'intervallo di c_2 , compatibile fino a $[20.0; 60.0]$, mentre c_1 non crea problemi per valori inferiori a 3.0. Si è comunque osservato anche in questo caso che ξ_0 non ha un grande impatto sui parametri cercati per entrambe le lunghezze d'onda.

Nell'ultimo caso non sono cambiati gli intervalli di c_2 , ma hanno diminuito il range

di possibilità di c_1 , che risulta dover essere compreso tra 0.5 e 1.5. Mettendo insieme questi risultati possiamo concludere che i valori compatibili con le condizioni inizialmente imposte sono: $c_1 \in [0.5; 1.5]$ e $c_2 \in [40.0; 60.0]$. In maniera completamente analoga è stato determinato b_3 che ha portato alle stesse conclusioni. Coerentemente con i risultati ottenuti è stata fatta la scelta di fissare $c_1=1$ e $c_2=b_3=50$. Fissati c_1 e c_2 è stata analizzata la compatibilità delle condizioni al variare di n_0 :

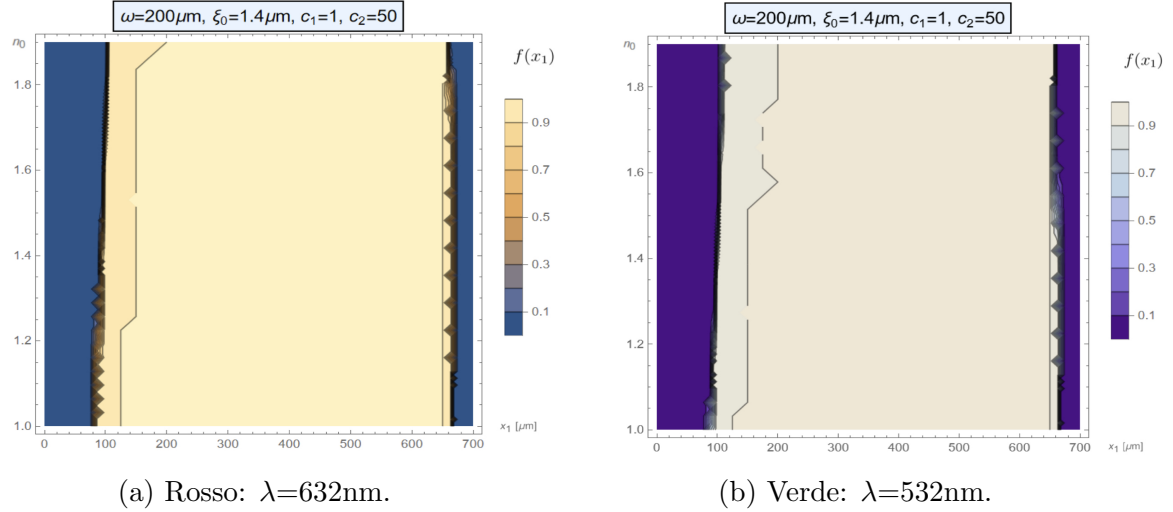


Figura 3.12: Contour plot di $f(x_1)$ in funzione di x_1 [μm] ed n_0 .

Per fare questo è stato adottato il profilo di squeezing asimmetrico sopra la guida (2.5). Da Figura (3.12) si può osservare che al variare di n_0 viene preservato l'aspetto a gradino di $f(x_1)$ (gli altri gradini non dipendendo direttamente da D_C , dunque non sono correlati in alcun modo ad n_0). All'aumentare dell'indice di rifrazione si nota un cambio di ripidità del gradino nel momento in cui la testa della goccia intercetta la guida (range 100-200 μm). Come sintesi viene riportato l'andamento di $f(x_1)$ per le due lunghezze d'onda in funzione dei quattro diversi profili (sempre con $\omega=200\mu\text{m}$, $\xi_0=1.4\mu\text{m}$ e $n_0=1.33$):

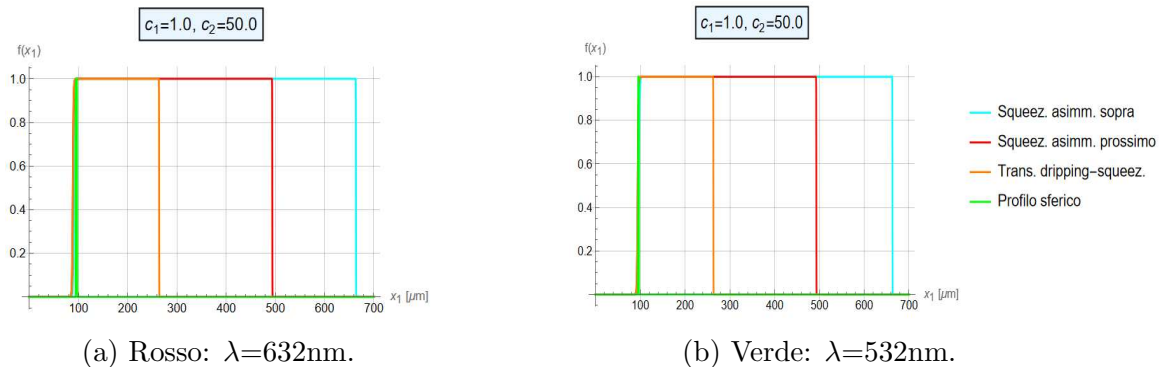


Figura 3.13: Plot x_1 [μm] vs. $f(x_1)$ per i diversi $D(x_1)$.

La scelta di c_1 e c_2 risulta efficace sia per il rosso che per il verde sotto tutte le forme considerate.

Successivamente è stato fissato il valore di x_1 a $96\mu\text{m}$ (valore di x_1 per il quale $f(x_1)=1$ qualunque sia il profilo adottato) ed è stato analizzato l'impatto della lunghezza d'onda in ingresso (nel dominio di $[450; 1650]\text{nm}$):

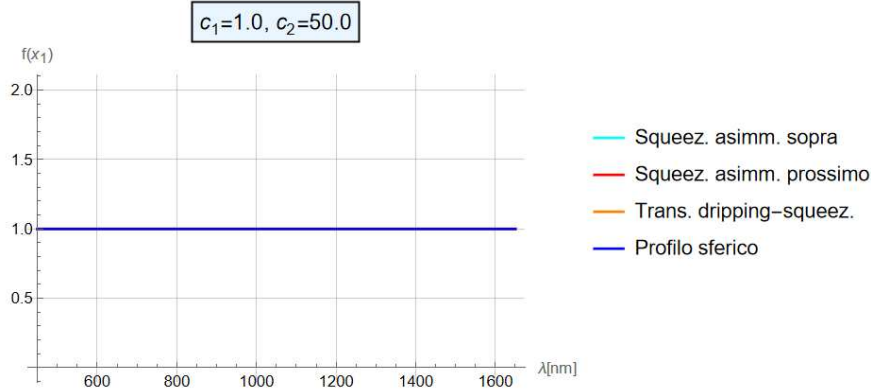


Figura 3.14: Plot λ [nm] vs. $f(x_1)$ per i quattro $D(x_1)$.

Risulta evidente che la scelta è funzionale e non sensibile a una possibile variazione di λ .

Analogamente lo stesso processo è replicabile per il coefficiente b_3 .

Il termine di $\delta(x_1)$ dipendente da b_1 e b_2 :

$$\left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\xi_0 + b_1}{D(x_1)} \right)^{b_2}} \right] \quad (3.4)$$

è un gradino di spegnimento poco prima che $D(x_1)$ raggiunga il valore di ξ_0 a causa della collimazione della diffrazione.

Nella configurazione qui adottata ciò non è mai possibile, poichè sperimentalmente $D(x_1) \geq 2\mu\text{m}$ e ξ_0 è pari a $1.4\mu\text{m}$. Dunque (3.4) deve essere necessariamente sempre pari a 1.

Per fare questo è sufficiente porre $b_1=0$ e $b_2 \gg 1$ (per continuità posto pari a 50). Non si osservano differenze al variare del profilo $D(x_1)$ e $f(x_1)$ rimane costante prossimo all'unità. Coincide con il grafico nella condizione in cui la guida non sia ostruita, posto $\xi_0=6.0\mu\text{m}$ (valore fissato successivamente).

Tuttavia in questa nuova condizione viene posto $b_1=0.5\mu\text{m}$, coerentemente con il fatto che la funzione deve simulare lo spegnimento poco prima che $D(x_1)$ coincida con ξ_0 .

Eseguito questo processo con il termine di diffrazione, sono stati fissati i parametri di smussamento degli altri gradini (2.14, 2.15, 2.16) $a_1=1$, $a_2=0.5\mu\text{m}$ e $a_3=\alpha=50$. In ultima analisi è stato valutato l'impatto della lunghezza d'onda in input e si è arrivati a concludere, analogamente a prima, che la scelta di tutti i parametri di smussamento non è sensibile alla lunghezza d'onda del fascio in ingresso.

3.3 Altri contributi: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$

Vengono ora considerati anche i termini di riflessione totale sulla sommità della goccia, di trasmissione diretta e di trasmissione diffusa.

Innanzitutto affinché siano significativi questi ultimi, è necessario porsi al di fuori della condizione di guida ostruita ($\xi_0 \geq 2.0\mu\text{m}$). Viene inoltre fissato l'indice di rifrazione della goccia $n_d=1.43$.

Inizialmente è stato valutato l'impatto della profondità della guida sulle tre intensità: ξ_0 è stato fatto variare nell'intervallo $[5.0; 20.0]\mu\text{m}$.

Come sintesi vengono riportati solamente i grafici relativi a $\xi_0=6.0\mu\text{m}$ (approssimativamente il valore del setup sperimentale), $\xi_0=10.0\mu\text{m}$ e $\xi_0=15.0\mu\text{m}$ per i diversi profili delle fenditure adottate.

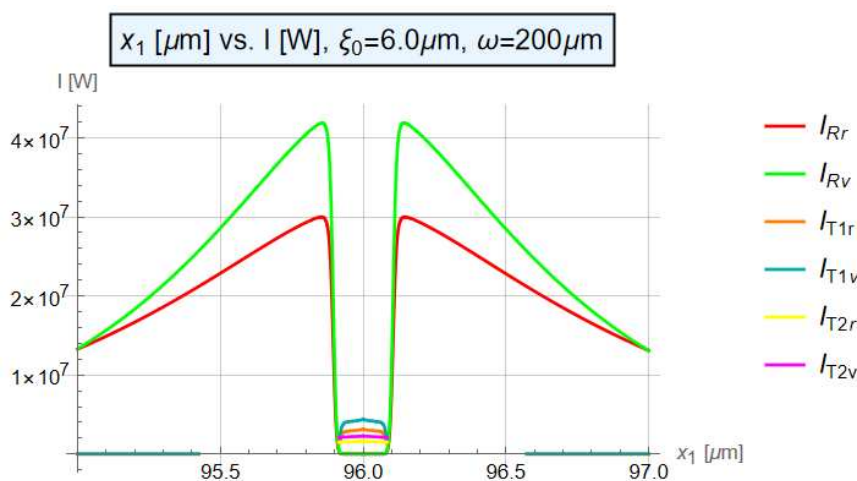


Figura 3.15: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo sferico: $\xi_0 = 6.0\mu\text{m}$.

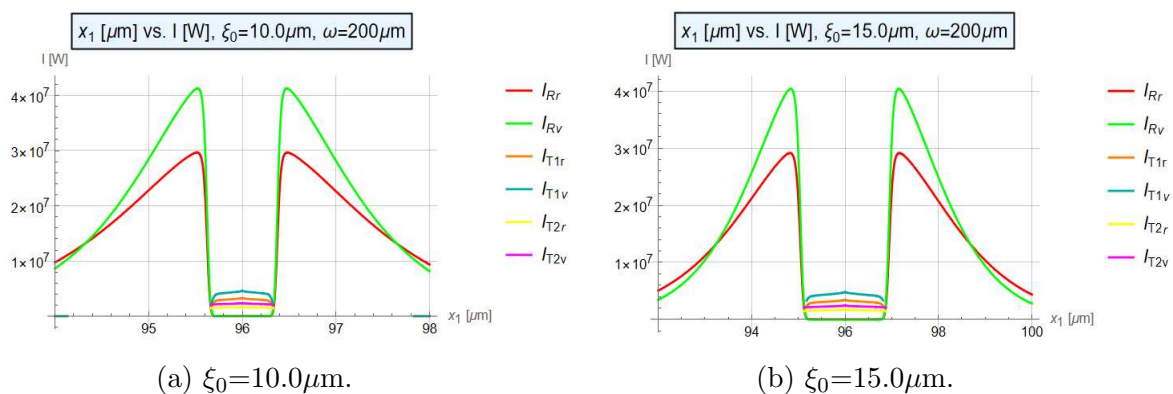


Figura 3.16: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo sferico.

Per il profilo sferico i termini di trasmissione hanno un intervallo di sensibilità molto ristretto (massimo di $2\mu\text{m}$), in leggero aumento al crescere di ξ_0 .

$I_R(x_1)$ domina durante tutto il passaggio in prossimità della massima vicinanza (con un feedback fino a $5\mu\text{m}$). Per questo motivo i valori dei termini dell'intensità trasmessa sono riscontrabili solamente durante il transito della goccia di fronte alla guida.

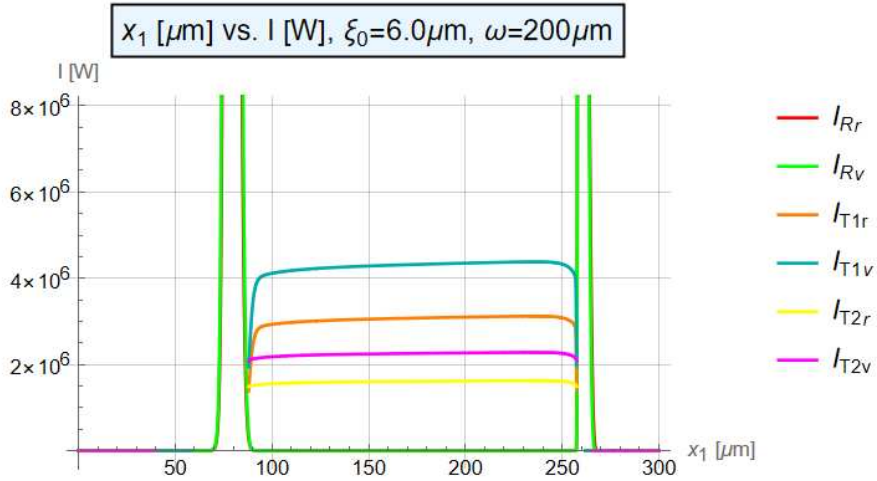


Figura 3.17: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo transizione dripping-squeezing: $\xi_0 = 6.0\mu m$.

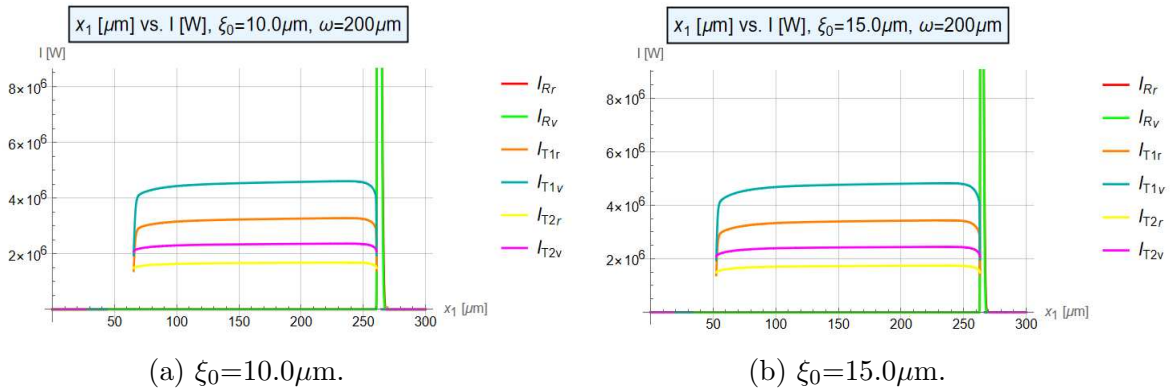


Figura 3.18: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo transizione dripping-squeezing.

La transizione dripping-squeezing rappresenta un caso interessante: una maggiore profondità della guida comporta un aumento della presenza di $I_{T1}(x_1)$ e $I_{T2}(x_1)$ solamente nella zona della testa della goccia, a discapito di $I_R(x_1)$, soppresso già a partire da $\xi_0 = 10.0\mu m$. Ciò significa che all'arrivo della goccia, i raggi incidenti non vengono convogliati nella riflessione sul top della goccia, ma vengono direttamente trasmessi. Tuttavia all'uscita della goccia dall'interfaccia della guida, alcuni raggi, anche residui, riescono a dare un contributo non nullo alla riflessione.

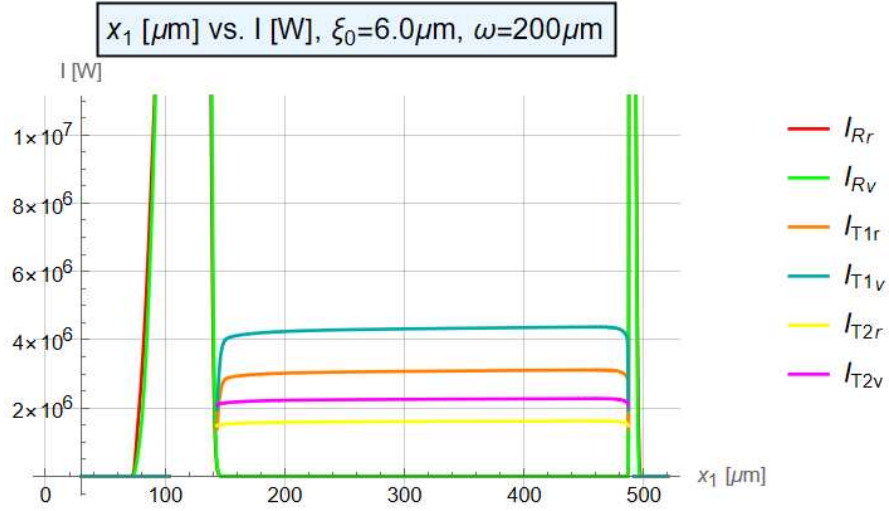


Figura 3.19: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida: $\xi_0 = 6.0\mu m$.

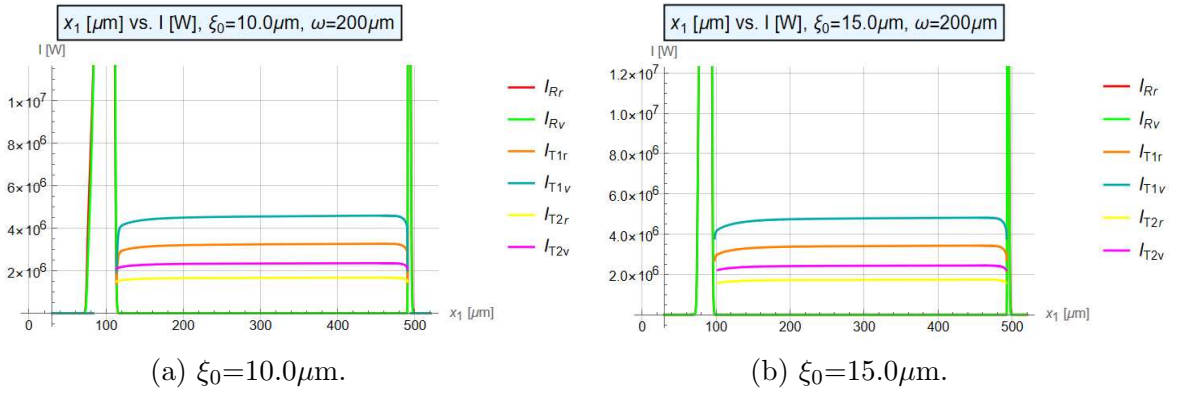


Figura 3.20: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida.

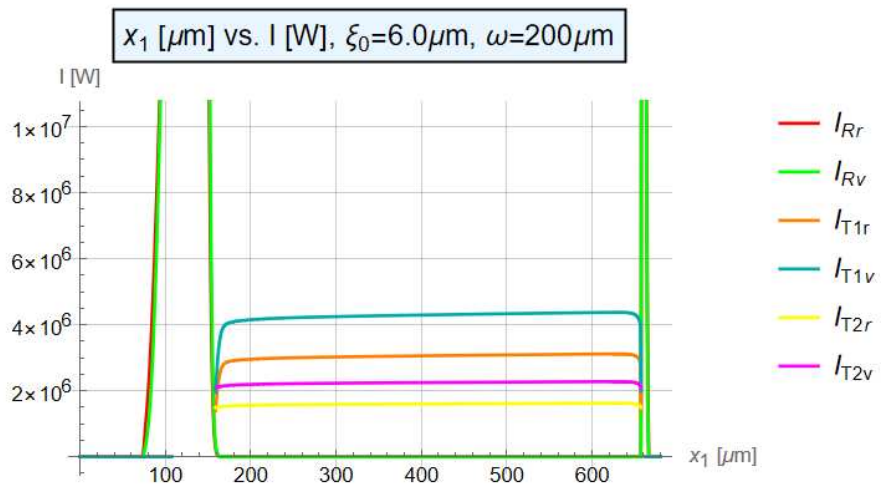


Figura 3.21: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo asimmetrico sopra la guida: $\xi_0 = 6.0\mu m$.

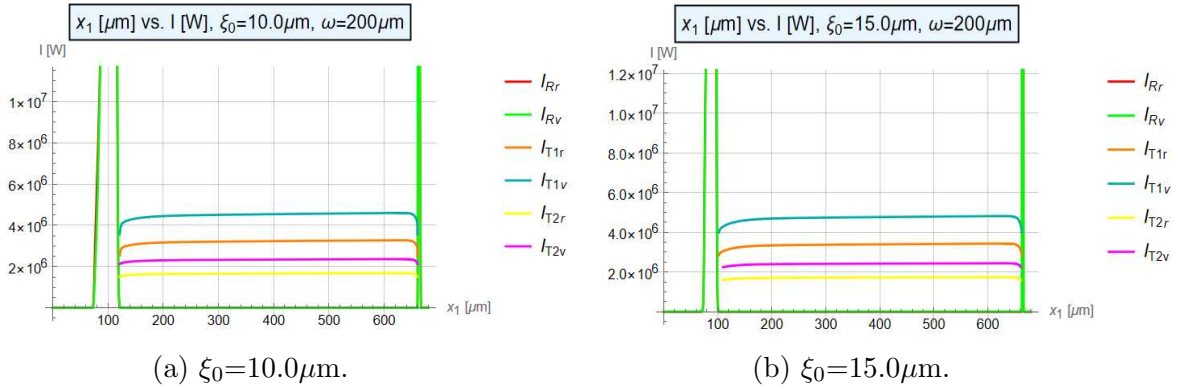


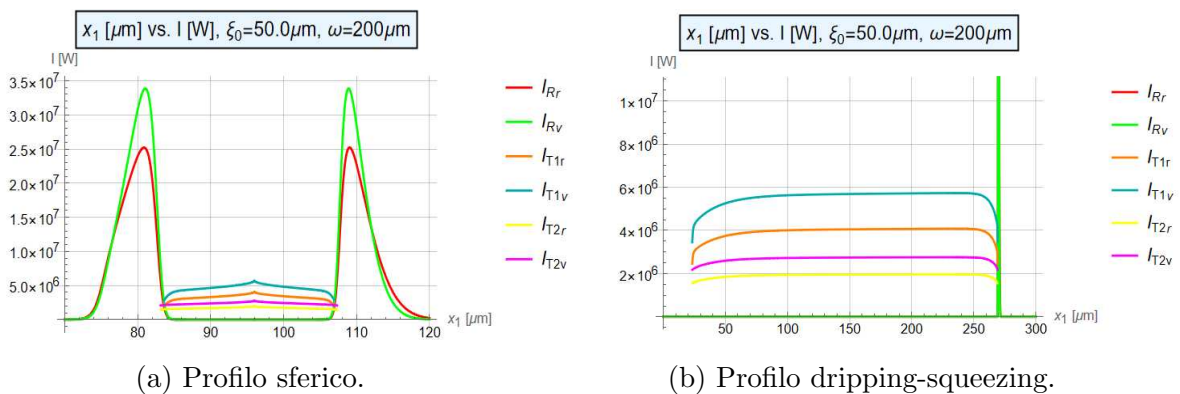
Figura 3.22: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ profilo squeezing asimmetrico sopra la guida.

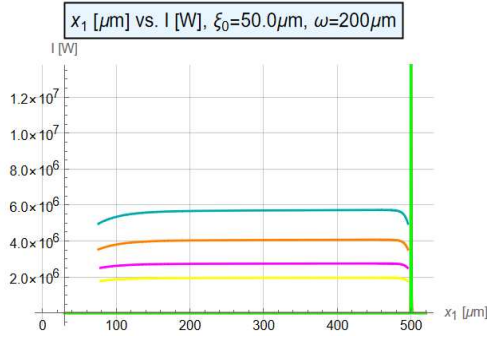
Per i due profili di squeezing asimmetrico ξ_0 porta a un restringimento dell'intervallo in cui $I_R(x_1)$ è significativo, a favore dei termini di trasmissione. Lo squeezing asimmetrico sopra la guida ha un picco più largo per entrambi i massimi di riflessione, quindi per quello prossimo alla guida si ha un maggiore intervallo di sensibilità per quelli di trasmissione.

Compatibilmente con la configurazione del sistema, per tutti e quattro i profili l'aumento di ξ_0 porta a una leggera diminuzione dell'intensità riflessa a favore delle due trasmesse. La lunghezza d'onda della radiazione in ingresso non determina alcuna variazione sulle correlazioni delle intensità.

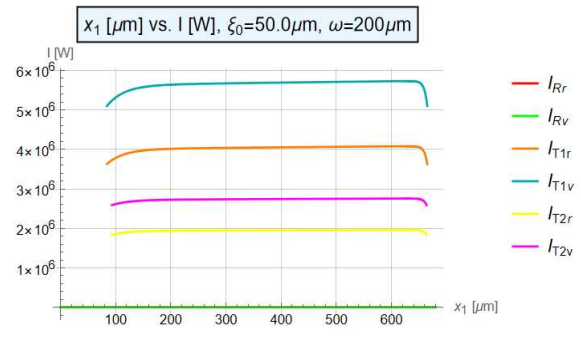
In seconda analisi è stata valutata la configurazione in cui la guida si trova al centro e di fronte alla goccia in transito, ovvero per $\xi_0=50.0\mu\text{m}$ (pari a metà dell'altezza del canale $y_{canale} = 100\mu\text{m}$).

Infatti la configurazione del setup sperimentale non ci permette di andare oltre a una profondità di circa $54.0\mu\text{m}$; la geometria del problema impone che la goccia possa occupare al massimo tutta la larghezza della fenditura ($\omega = 200\mu\text{m}$) e, poichè deve conservarsi il volume, l'altezza della goccia non può superare i $46\mu\text{m}$.





(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida.



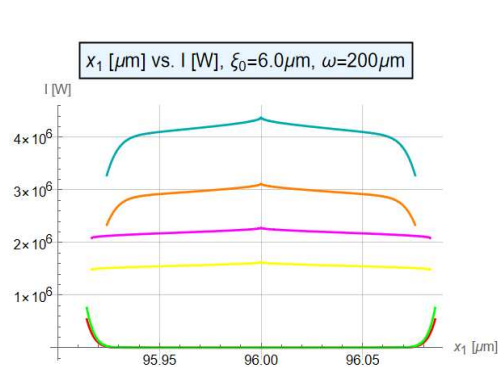
(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida.

Figura 3.24: $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ per i quattro profili a metà altezza.

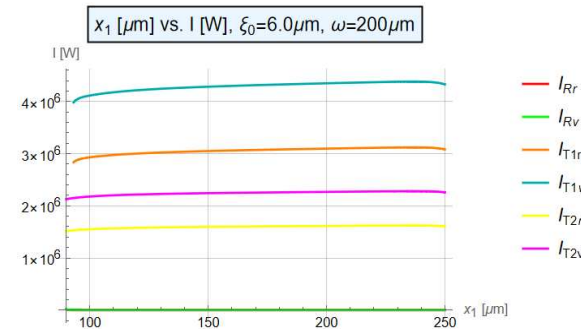
Da Figura 3.24 si può affermare che quando la guida si trova al centro del canale, l'intensità relativa alla riflessione è significativa per la sezione sferica solamente quando la testa e la coda della goccia intercettano il fronte d'onda, mentre per la transizione dripping-squeezing e lo squeezing asimmetrico prossimo alla guida è riscontrabile solamente quando la goccia lascia il fascio di luce. $I_R(x_1)$ è interamente soppressa durante tutto il transito nel caso di squeezing asimmetrico sopra la guida. Quando la guida è interamente coperta dalla goccia prevalgono gli effetti di trasmissione, con un aumento del feedback temporale fino a $10\mu m$ nel caso di forma sferica e fino a $600\mu m$ per lo squeezing asimmetrico sopra la guida. Si può evidenziare il fatto che a questa profondità il range significativo delle intensità trasmesse cresce di molto e risultano essere i contributi prevalenti.

Viene adesso analizzato l'impatto dell'indice di rifrazione della fase dispersa. La fase continua rimane sempre acqua, la profondità ξ_0 posta a $6\mu m$ e n_d fissato rispettivamente a 1.43, 1.45, 1.50 e 1.55.

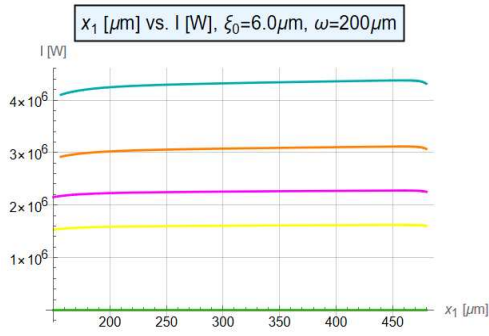
Dato che $I_R(x_1)$ non è funzione di n_d , la variazione di quest'ultima non comporta alcun contributo e quindi nei grafici che seguono sono stati riportati solamente i termini di diffusione diretta e diffusa.



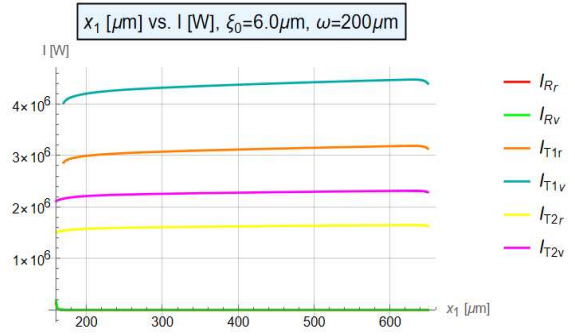
(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

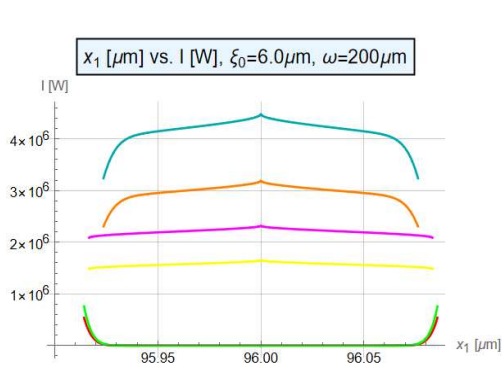


(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

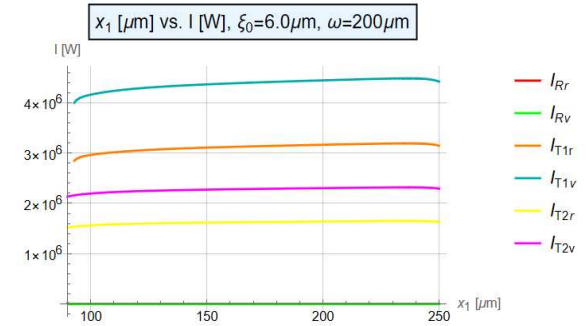


(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

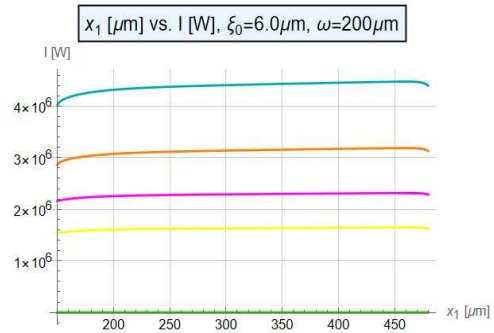
Figura 3.26: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.43$ nel rosso e nel verde.



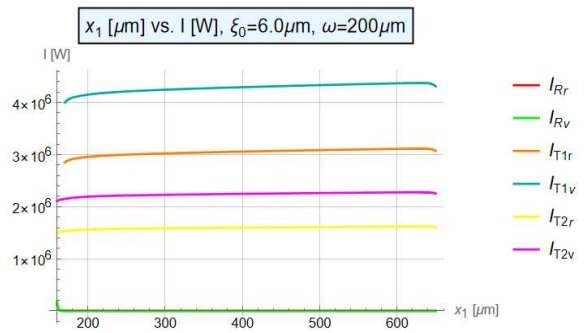
(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



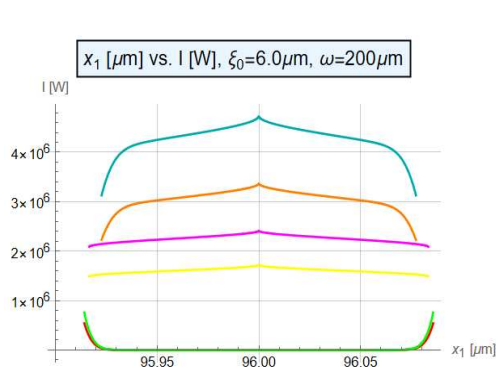
(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



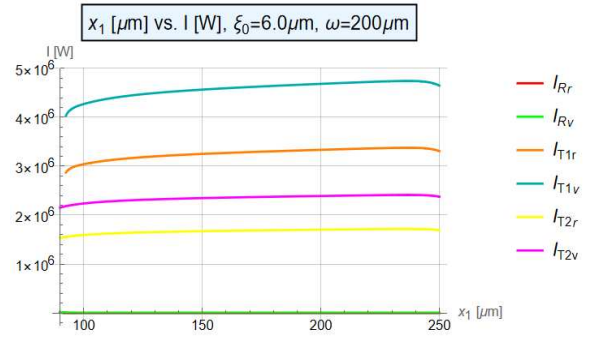
(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

Figura 3.28: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.45$ nel rosso e nel verde.

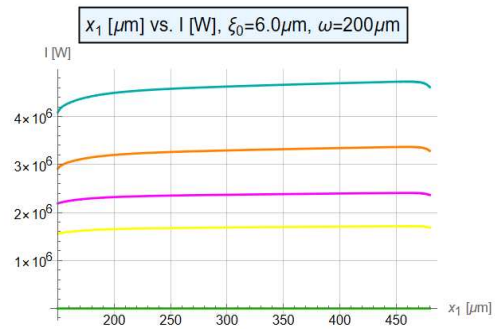
Con le prime due fasi disperse viene messo subito in evidenza il fatto che non ci sono variazioni sensibili delle intensità per piccole variazioni di n_d , indipendentemente dalla forma assunta dalla goccia.



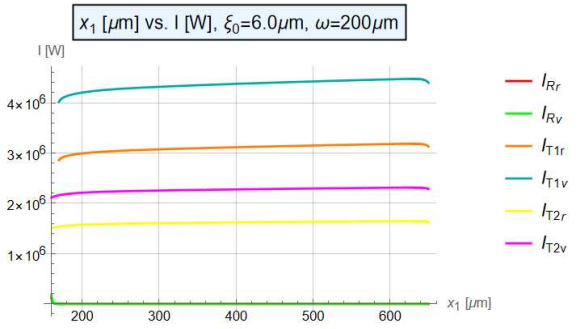
(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

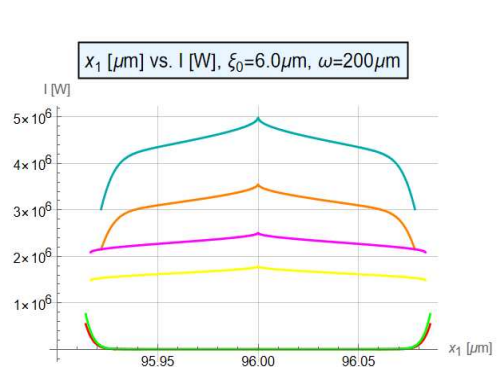


(a) squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

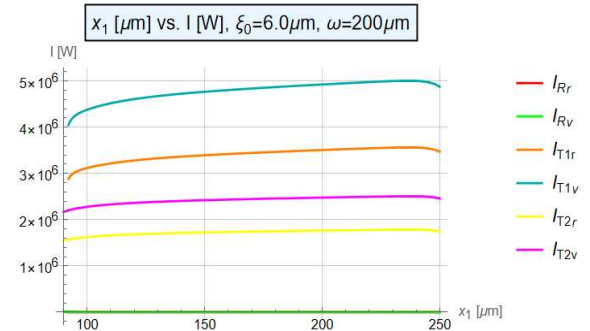


(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

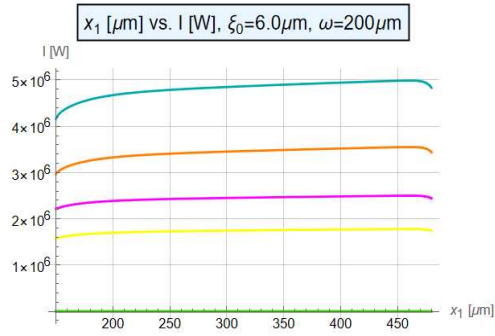
Figura 3.30: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.50$ nel rosso e nel verde.



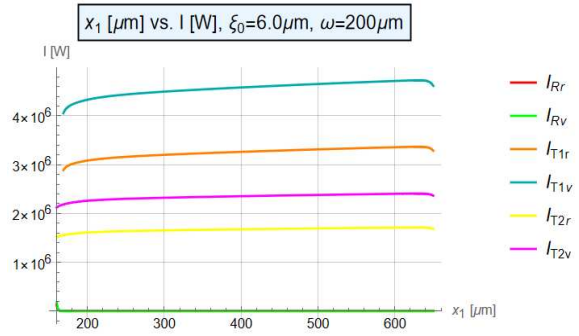
(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

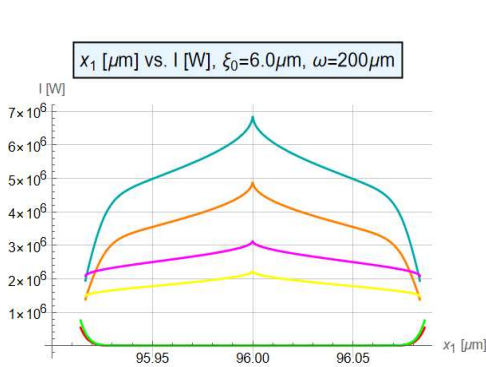


(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

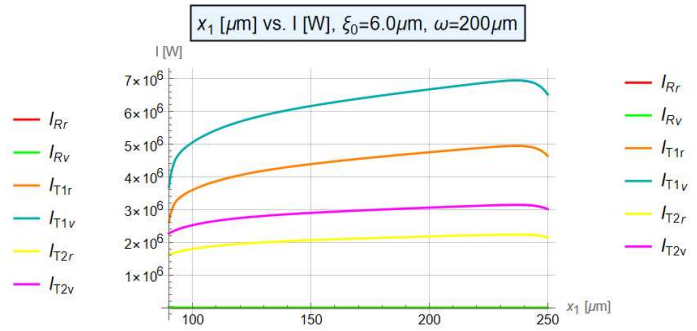
Figura 3.32: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.55$ nel rosso e nel verde.

Anche fino a n_d pari a 1.55, le intensità trasmesse aumentano soltanto leggermente, senza uscire dall'ordine di grandezza. Per il profilo sferico il tempo di massima intensità è impulsivo, mentre per lo squeezing asimmetrico sopra la guida si ha il miglior feedback temporale di tutte le altre forme.

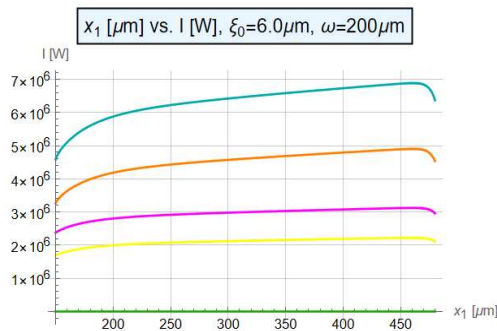
Volendo passare a una configurazione limite, $n_d = 1.90$, è possibile mostrare che anche per indici di rifrazione della fase dispersa molto elevati si ha un incremento non significativo delle intensità trasmesse per tutti i profili.



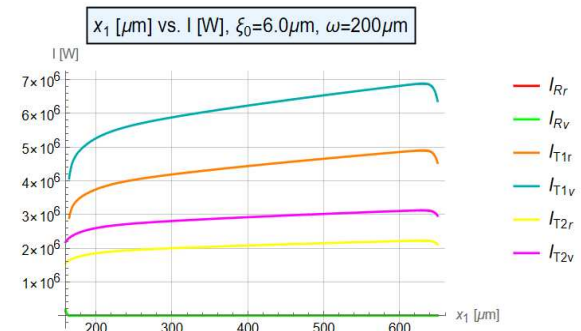
(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

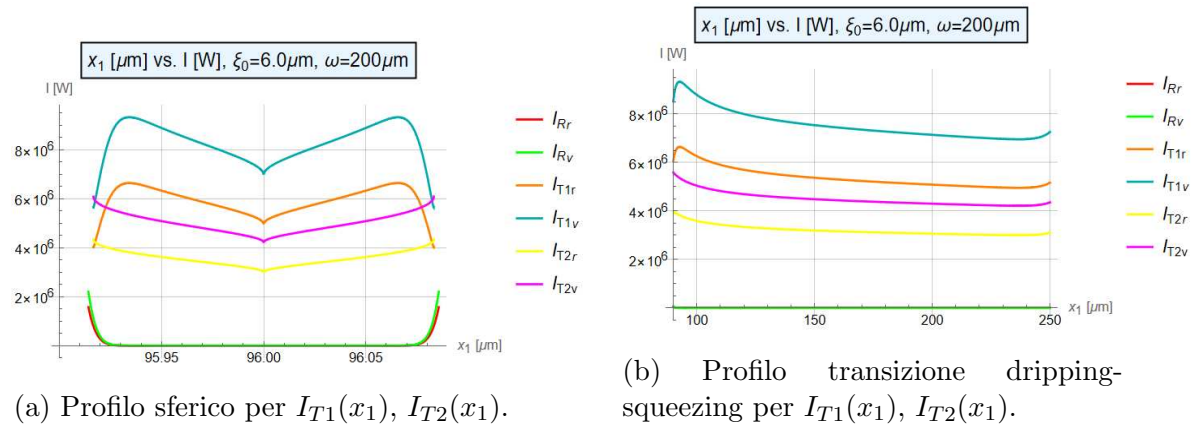


(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

Figura 3.34: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.90$ nel rosso e nel verde.

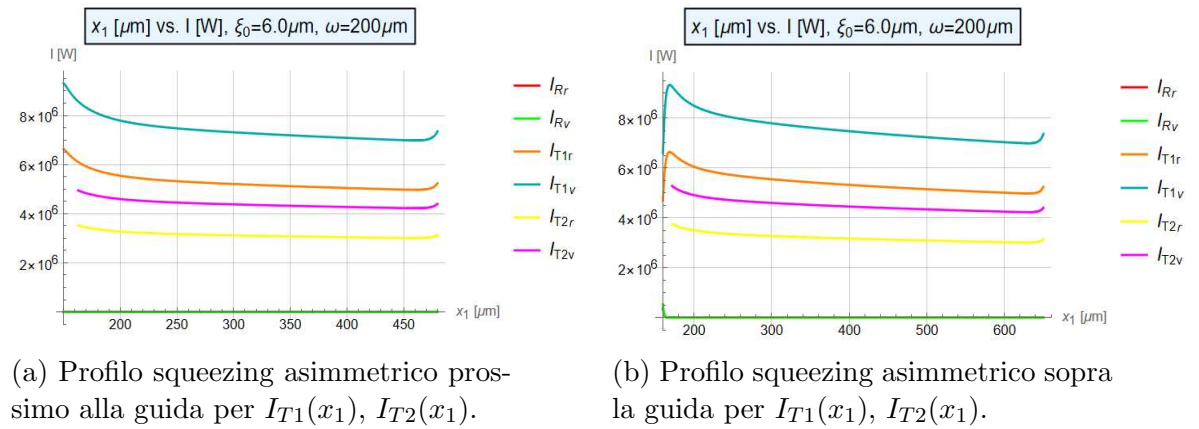
È inoltre possibile notare che per i profili a squeezing, l'aumento dell'indice di rifrazione della goccia porta un aumento della ripidità con cui aumentano le trasmissioni per raggiungere il massimo di intensità in prossimità della coda della fase dispersa.

Per avere una maggiore variabilità delle intensità trasmesse è possibile aumentare l'indice di rifrazione della fase continua, che risulta essere di maggior impatto rispetto a quello della goccia. Dunque la configurazione geometrica rimane invariata e viene posto $n_d = 1.43$, è possibile analizzare la situazione nuovamente per un valore limite di $n_0 = 1.90$.



(a) Profilo sferico per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

(b) Profilo transizione dripping-squeezing per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.



(a) Profilo squeezing asimmetrico prossimo alla guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida per $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$.

Figura 3.36: Indice di rifrazione della goccia $n_d = 1.43$ e $n_0 = 1.90$ nel rosso e nel verde.

Da Figura 3.36 è possibile notare che l'andamento delle funzioni è simmetrico rispetto alla configurazione in cui $n_0 \leq n_d$: i picchi di intensità si trovano prevalentemente all'inizio del transito della goccia di fronte alla guida. Se la goccia ha forma sferica, ha un maggior guadagno di intensità quando essa si trova leggermente fuori asse rispetto alla guida.

Una buona combinazione di n_0 e n_d elevati può portare a un maggior guadagno in termini di intensità dei contributi di trasmissione diretta e diffusa.

3.4 Intensità totale: $I_{tot}(x_1)$

In ultima analisi sono stati messi insieme e confrontati tutti i singoli contributi. Questa volta per il termine di diffrazione sono state inserite le adeguate funzioni a gradino con i relativi coefficienti di smussamento ricavati in precedenza, ricadendo così nel caso discreto di gocce.

La configurazione geometrica del sistema rimane invariata ($\omega = 200\mu m$, $\xi_0 = 6.0\mu m$) e i coefficienti di rifrazione della fase continua e dispersa sono stati fissati rispettivamente a 1.33 e a 1.43.

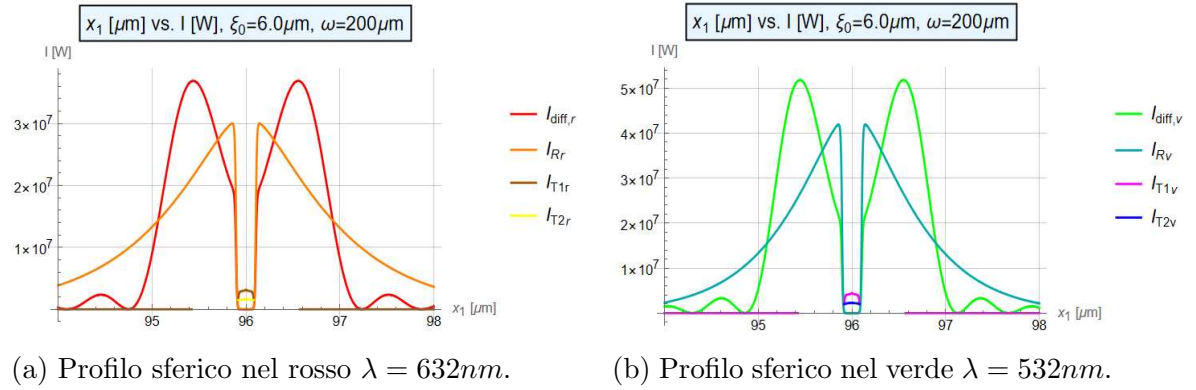


Figura 3.37: $x_1 [\mu m]$ vs. $I_{tot}(x_1) [W]$ con $n_d = 1.43$ e $n_0 = 1.33$.

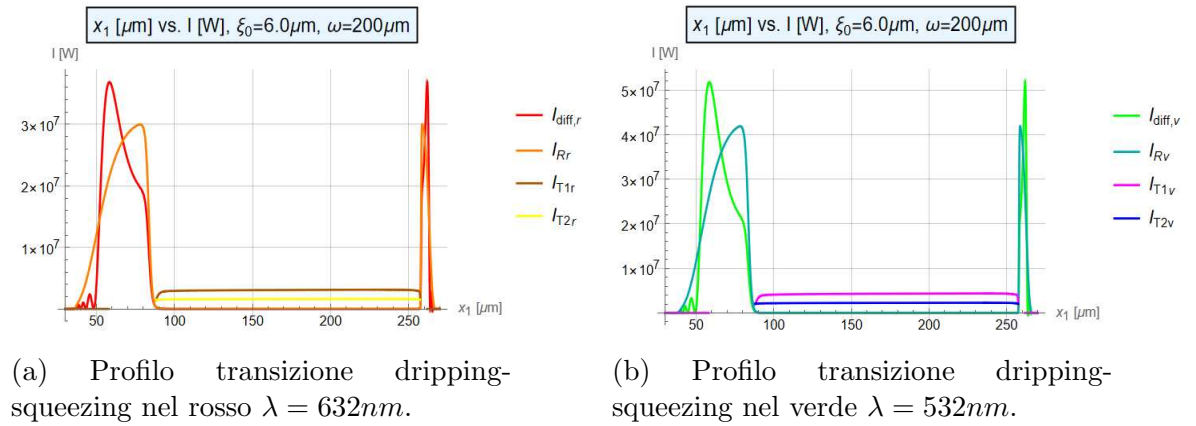
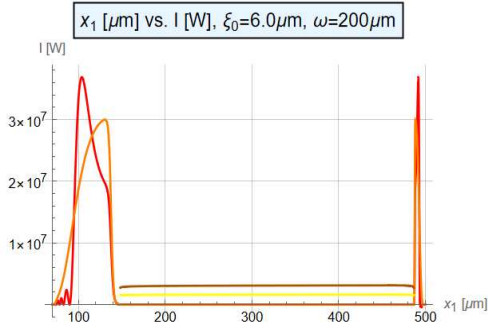
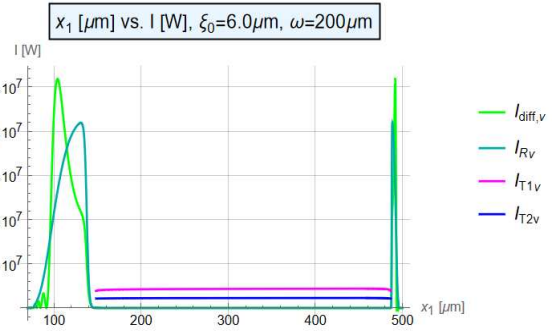


Figura 3.38: $x_1 [\mu m]$ vs. $I_{tot}(x_1) [W]$ con $n_d = 1.43$ e $n_0 = 1.33$.

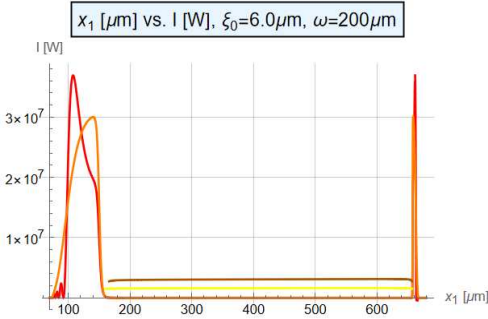


(a) Profilo squeezing asimmetrico pros-simo alla guida nel rosso $\lambda = 632nm$.

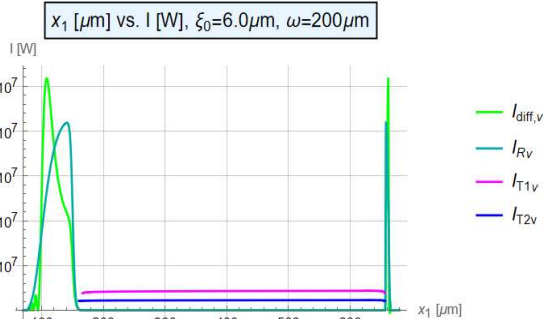


(b) Profilo squeezing asimmetrico pros-simo alla guida nel verde $\lambda = 532nm$.

Figura 3.39: x_1 [μm] vs. $I_{tot}(x_1)$ [W] con $n_d = 1.43$ e $n_0 = 1.33$.



(a) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida nel rosso $\lambda = 632nm$.



(b) Profilo squeezing asimmetrico sopra la guida nel verde $\lambda = 532nm$.

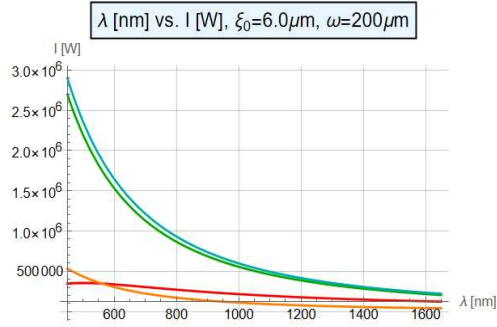
Figura 3.40: x_1 [μm] vs. $I_{tot}(x_1)$ [W] con $n_d = 1.43$ e $n_0 = 1.33$.

Il confronto tra i contributi mostra che i termini dominanti sono quelli di diffrazione e riflessione. In particolar modo si vede per la simmetria sferica, per la quale la trasmissione si verifica in un intorno di $96\mu m$, la diffrazione tra $95\mu m$ e $97\mu m$, con successiva prevalenza di $I_R(x_1)$. L'interazione con una goccia di forma sferica è di brevissima durata (la goccia deve trovarsi quasi perfettamente in asse con la guida, altrimenti è come se non ci fosse).

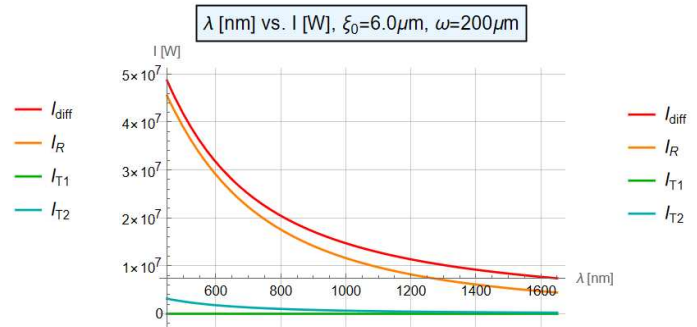
Il profilo di transizione dripping-squeezing rappresenta un caso con un maggior feedback temporale, con picchi stretti di $I_{diff}(x_1)$ e $I_R(x_1)$ all'arrivo e all'uscita della fase dispersa dalla guida.

Il maggior intervallo in cui si manifestano i diversi termini è quello dello squeezing asimmetrico sopra la guida, in cui $I_{T1}(x_1)$ e $I_{T2}(x_1)$ sono rilevabili per un intervallo di $500\mu m$.

Infine è stata osservata la risposta del sistema a differenti lunghezze d'onda in ingresso. λ è stata fatta variare nell'intervallo $[450; 1650]nm$ e sono state confrontate le quattro intensità a sezione del profilo fissata.

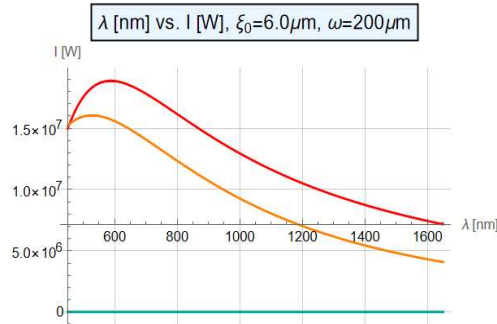


(a) $I_{diff}(x_1)$, $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ per $D(x_1) = 6\mu m$.

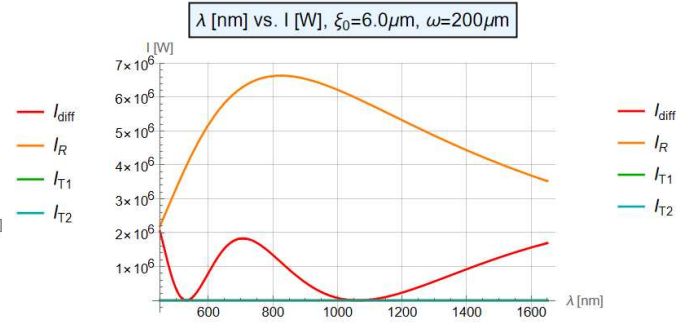


(b) $I_{diff}(x_1)$, $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ per $D(x_1) = 10\mu m$.

Nel primo caso ci si è messi in prossimità del valore minimo di avvicinamento al coperchio, comunque superiore a quello critico di guida ostruita ($2\mu m$). Come ci si può aspettare fisicamente, i termini di trasmissione prevalgono sugli altri, ma decrescono al crescere di λ . Per avere una risposta maggiore di $I_{T1}(x_1)$ e $I_{T2}(x_1)$ è opportuno valutare lunghezze d'onda basse, tra 400-500nm (range in cui sono presenti ancora gli altri due termini) oppure oltre intorno ai 600nm. Nel secondo caso, $D(x_1) = 10\mu m$, inizia il dominio di $I_{diff}(x_1)$, anch'essa decrescente all'aumentare di λ .



(a) $I_{diff}(x_1)$, $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ per $D(x_1) = 15\mu m$.



(b) $I_{diff}(x_1)$, $I_R(x_1)$, $I_{T1}(x_1)$, $I_{T2}(x_1)$ per $D(x_1) = 20\mu m$.

Figura 3.42: λ [nm] vs. $I_{tot}(x_1)$ [W] per $D(x_1)$ fissata.

Per $D(x_1)=15\mu m$ i termini di diffrazione e di riflessione subiscono un primo incremento fino a circa 600nm (condizione in cui la scelta più opportuna per λ è il rosso al posto del verde) e una nuova deflessione che porta a una decrescita del segnale. Oltre i $20\mu m$, l'ostacolo diffrattivo diventa eccessivamente grande e inizia a preponderare $I_R(x_1)$. È interessante osservare che, dopo una prima oscillazione, il fenomeno di diffrazione inizia a crescere con la lunghezza d'onda, in contrapposizione al comportamento della riflessione.

Capitolo 4

Conclusioni

Il modello è in generale molto complesso e con numerose interdipendenze delle variabili in gioco.

La geometria del sistema ha un ruolo principale nel delineare l'andamento delle diverse intensità. Per ω più piccole si hanno maggiori intensità, con una minore dispersione dei raggi all'interno del canale. Se ω piccole portano un guadagno da un punto di vista delle intensità, dall'altra parte favoriscono l'allargamento del massimo del termine diffrattivo, con conseguente oscuramento degli altri contributi.

In particolare, $\omega=50\mu m$ è ideale per analizzare $I_{diff}(x_1)$, mentre $\omega=200\mu m$ permette di avere una buona visibilità anche per gli altri termini senza un'eccessiva dispersione del segnale.

In condizione di guida ostruita, $\xi_0 \leq 2.0\mu m$, il termine prevalente è quello diffrattivo. $I_{diff}(x_1)$ non è molto sensibile alla variabile ξ_0 , mentre $I_R(x_1)$ inizia ad essere soppresso per valori superiori a $10\mu m$. La scelta migliore della profondità della guida per risolvere tutte le intensità è $\xi_0 = 6.0\mu m$.

L'aumento dell'indice di rifrazione della fase continua porta un buon guadagno a $I_{diff}(x_1)$. Una variazione dell'indice di rifrazione della fase dispersa non influenza in nessun modo l'andamento di $I_{diff}(x_1)$ e $I_R(x_1)$.

Un'equilibrata combinazione di n_0 e n_d alti porta a un aumento sensibile delle intensità trasmesse.

La risposta del sistema è la stessa per lunghezze d'onda nel rosso e nel verde e, in generale, anche per lunghezze d'onda molto elevate, con leggere differenze.

La forma delle gocce è determinante per la combinazione dei termini di intensità. Un profilo sferico o di transizione di dripping-squeezing favorisce i termini diffrattivi e di riflessione, mentre i due profili di squeezing asimmetrico consentono una presenza prevalente e più a lungo dei contributi di trasmissione.

I primi due profili danno una risposta del segnale impulsiva, la quale consente di rilevare la presenza e la densità di una sostanza all'interno della fase continua. I profili di squeezing minimizzano la perdita di segnale e danno la possibilità di analizzare il tipo di sostanza all'interno della fase continua.

Dato che la forma della goccia gioca un ruolo determinante, ha un impatto rilevante come viene simulato dal modello il moto di avanzamento della goccia tramite le funzioni a gradino. Il modello presenta sicuramente alcune criticità: le funzioni a gradino dipendono da troppi parametri (a_1 e c_1 sono superflui) e non tengono conto di possibili frammentazioni della goccia con relativa sfumatura del segnale

e la parametrizzazione della forma della goccia non tiene conto della forma assunta dalla stessa in fondo al canale (ciò limita la possibilità di studiare possibili simmetrie tra il profilo superiore e inferiore della goccia in funzione del segnale).

Appendice A

Bibliografia

- [1] Onofri, F. and Barbosa, S., "*Optical Particle Characterization. In Laser Metrology in Fluid Mechanics*", A. Boutier (Ed.), (2012): <https://doi.org/10.1002/9781118576847.ch2>
- [2] Renliang Xu, "*Light scattering: A review of particle characterization applications, Particuology*", Vol 18, Pages 11-21, (2015): <https://doi.org/10.1016/j.partic.2014.05.002>.
- [3] Shipu Han, Zhiwei Sun, Zhao Feng Tian, Timothy Lau, and Graham Nathan, "*Particle velocity measurement within a free-falling particle curtain using microscopic shadow velocimetry*", Opt. Express 29, 10923-10938 (2021)
- [4] White, D. J., "*PSD measurement using the single particle optical sizing (SPOS) method*", Geotechnique 53, No. 3, 317–326, (2003): <https://doi.org/10.1002/ppsc.200900081>
- [5] Tropea, C., "*Optical particle characterization in flows*", Annu. Rev. Fluid Mech. 43(1), 399–426 (2011)
- [6] Narhi, L.O., Jiang, Y., Benedek, S. Cao, K., Shnek, D., "*A critical review of analytical methods for subvisible and visible particles*" , Curr Pharm Biotechnol, 10 (4), pp. 373-381, (2009)
- [7] Osellame, R., Hoekstra, H., Cerullo, G., and Pollnau, M., "*Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips*", Laser Photonics Rev.5,442 (2011): <https://doi.org/10.1002/lpor.201000031>
- [8] Bettella G., Zamboni R., Pozza G., Zaltron A., Montevecchi C., Pierno M., Mistura G., Sada C., Gauthier-Manuel L., Chauvet M., "*LiNbO₃ integrated system for opto-microfluidic sensing*", Sensors and Actuators B: Chemical, Volume 282, Pages 391-398, (2019)
- [9] Zamboni R., Zaltron A., Chauvet M. et al., "*Real-time precise microfluidic droplets label-sequencing combined in a velocity detection sensor*", Sci Rep 11, 17987 (2021): <https://doi.org/10.1038/s41598-021-97392-3>

- [10] Sentis M. P. et al., "*Scattering of light by large bubbles: Coupling of geometrical and physical optics approximations*", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 170,8 (2016): <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.10.007>
- [11] Li L. et al., "*Simulation of light scattering from a colloidal droplet using a polarized Monte Carlo method: Application to the time-shift technique*", Opt. Express 27 36388 (2019): <https://doi.org/10.1364/OE.27.036388>
- [12] Zanini L., Sada C., "*Droplet-induced optical effects in an opto-microfluidic cross-configuration system*", Physics of Fluids vol.35 n.(3): page 032007, (2023): <https://doi.org/10.1063/5.0138475>
- [13] Zanini L., "*Characterization of dispersions in microdroplets through an opto-microfluidic lab-on-a-chip in lithium niobate*", PhD Thesis, University of Padova (2023)