

Jerzy BODZENTA

Zygmunt KLESZCZEWSKI

EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA TEORII DYFRAKCJI ŚWIATŁA
NA FALI AKUSTYCZNEJ MODULOWANEJ IMPULSOWO

Streszczenie. W pracy przedstawiono opis stanowiska pomiarowego i wyniki badań eksperymentalnych dyfrakcji światła laserowego na impulsach akustycznych w obszarze Bragga. Wyciągnięto wnioski o zależności obrazu dyfrakcyjnego od formy obwiedni impulsów akustycznych. Rezultaty pomiarów porównano z wynikami analizy numerycznej przeprowadzonej na podstawie opracowanej przez autorów teorii tego oddziaływania. Stwierdzono, że przyjęty model teoretyczny dobrze opisuje wyniki eksperymentu.

Celem niniejszej pracy jest porównanie wyników badań eksperymentalnych dyfrakcji światła na impulsach akustycznych w obszarze Bragga z rezultatami analizy numerycznej. Pozwoli to na zweryfikowanie poprawności przyjętego modelu teoretycznego opisywanego oddziaływania.

1. OPIS TEORETYCZNY

Za punkt wyjścia do analizy teoretycznej dyfrakcji światła na impulsach akustycznych posłużyło równanie całkowo-różniczkowe, równoważne równaniom Maxwella [1]

$$\vec{E}'(\vec{r}', t) = \vec{E}^{(i)} + \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \text{rot rot} \left\{ \alpha N(\vec{r}', t-R/c) \frac{\vec{E}'(\vec{r}', t-R/c)}{R} \right\} dV', \quad (1)$$

gdzie:

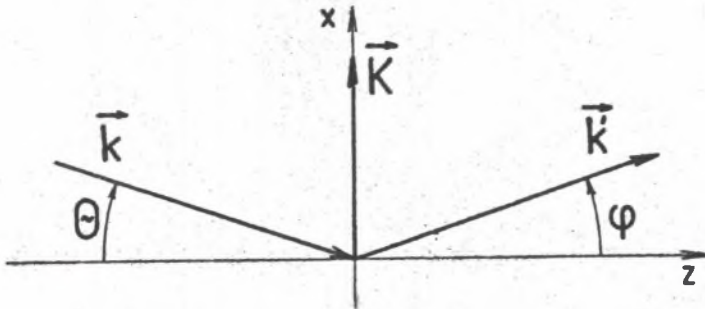
 \vec{E}' - efektywne natężenie pola elektrycznego; $\vec{E}^{(i)}$ - natężenie pola elektrycznego padającej fali świetlnej;

N - koncentracja cząsteczek w objętości V';

 α - ich polaryzowalność; \vec{r}' , \vec{r} - wektory położenia punktów znajdujących się odpowiednio wewnątrz i na zewnątrz objętości V'.

Rozpatrzono przypadek, kiedy oddziaływanie zachodzi w jednorodnym, niemagnetycznym dielektryku.

Dla konkretyzacji dalszych rozważań przyjęto geometrię oddziaływania



Rys. 1. Geometria oddziaływania.

\vec{k} , \vec{k}' - wektory falowe padającej i ugiętej fali świetlnej,
 \vec{K} - wektor falowy fali akustycznej.

Fig. 1. Geometry of interaction.

\vec{k} , \vec{k}' - wave vectors of incident and diffracted light waves, respectively,
 \vec{K} - wave vector of acoustic wave.

pokazaną na rys. 1. Założono, że fala akustyczna propaguje się w kierunku osi x, w płasko-równoległej warstwie o grubości L. Niech natężenie fali akustycznej będzie stałe w przekroju wiązki. Wówczas deformacja spowodowana propagującą się falą

$$\xi = A \cdot \exp(-\beta x) F(x-Vt) \cos[K(x-Vt)] ; \quad (2)$$

gdzie:

A - amplituda deformacji;

β - współczynnik tłumienia fali akustycznej;

V - prędkość fali akustycznej;

$F(x-Vt)$ - funkcja opisująca obwiednię fali akustycznej (funkcja modulująca).

Niech fala świetlna pada pod kątem θ do osi z i prostopadle do osi y. Przyjęto, że natężenie pola elektrycznego tej fali w kierunku prostopadłym do osi y i do kierunku propagacji jest opisane rozkładem Gaussa. Zakładając, że kąt θ jest mały, natężenie pola elektrycznego padającej fali świetlnej może być opisane wzorem

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e} E_0 \exp(-x^2/w^2) \exp[j(kz \cos\theta - kx \sin\theta - \omega t)] ; \quad (3)$$

gdzie:

\vec{e} - wektor polaryzacji padającej fali świetlnej;

E_0 - amplituda natężenia pola elektrycznego;

w - parametr rozkładu natężenia pola w przekroju wiązki;

ω - częstość fali świetlnej;

Niech powstająca w wyniku oddziaływania ugięta fala świetlna propaguje się pod kątem φ do osi z.

Biorąc pod uwagę powyższe założenia można wykazać, że natężenie pola

elektrycznego fali świetlnej powstałej w wyniku oddziaływania akustooptycznego jest określone wzorem

$$E^{(\zeta)} = - \frac{pAE_0 \epsilon^2}{\epsilon_0} \int \int_{x', z'} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \times \quad (4)$$

$$\times \exp[j(kz' \cos\theta - kx' \sin\theta - \omega t)] \cos[K(x' - Vt)] \times$$

$$\times \text{rot rot} \left\{ \frac{\exp(jkR)}{R} \right\} dx' dz',$$

gdzie:

p - efektywna stała fotosprężysta ośrodka;

ϵ - przenikalność elektryczna ośrodka.

Ostatnie równanie przyjmuje szczególnie prostą postać w przypadku, kiedy wektor polaryzacji padającej fali świetlnej jest prostopadły do płaszczyzny padania. Jeżeli zastosować ponadto przybliżenie pola dalekiego, można przejść od wzoru (4) do zależności

$$E^{(\zeta)} = \Gamma \frac{\exp(jkd) \sin[k(\cos\theta - \cos\phi)L/2]}{d k(\cos\theta - \cos\phi)L/2} \times \quad (5)$$

$$\times \left\{ \exp[-j(\omega + \Omega)t] \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \times \right.$$

$$\times \exp[j(K - k(\sin\theta + \sin\phi))x'] dx' + \exp[-j(\omega - \Omega)] \times$$

$$\left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \exp[-j(K + k(\sin\theta + \sin\phi))x'] dx' \right\}$$

gdzie

$$\Gamma = - \frac{pAE_0 L k^2 \epsilon^2}{2\epsilon_0}$$

Założonej wcześniej geometrii oddziaływania odpowiada pierwszy składnik sumy w nawiasie klamrowym (oddziaływanie antystokesowskie). Tak więc w rozpatrywanym przypadku natężenie pola elektrycznego ugiętej fali świetlnej jest dane wzorem

$$E_d = D \cdot \exp(-j\eta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \exp(j\gamma x') dx' \quad (6)$$

gdzie

$$D = \Gamma \frac{\sin[k(\cos\theta - \cos\phi)L/2]}{d k(\cos\theta - \cos\phi)L/2},$$

$$\eta = (\omega + \Omega)t - kd;$$

$$\gamma = K - k(\sin\theta + \sin\phi).$$

W badaniach eksperymentalnych wielkością mierzoną jest zazwyczaj średnie natężenie światła I_d , a nie natężenie pola elektrycznego fali świetlnej E_d . Związek między tymi wielkościami opisuje wzór

$$I_d = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_d|^2 \quad (7)$$

Podstawiając do ostatniego równania zależność (6) otrzymano

$$I_d = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} D^2 \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \cos(\gamma x' - \eta) dx' \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\beta x' + x'^2/w^2)] JF(x' - Vt) \sin(\gamma x' - \eta) dx' \right]^2 \right\} \quad (8)$$

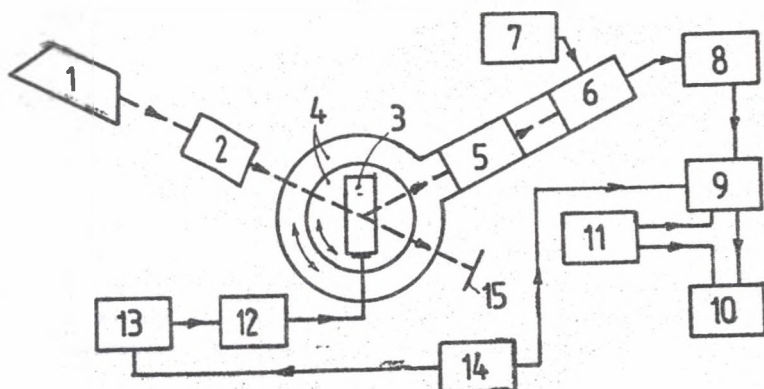
Równanie (8) jest rozwiązaniem problemu dyfrakcji gaussowskiej wiązki światła na fali akustycznej o dowolnej obwiedni w obszarze Bragga. Zostało ono wyprowadzone dla izotropowego, niemagnetycznego dielektryka.

Otrzymana zależność pozwala wyliczyć natężenie światła ugiętego w funkcji kąta dyfrakcji i czasu. Stanowi tym samym podstawę do przeprowadzenia analizy numerycznej opisywanego oddziaływania.

Szczegółowy opis teoretyczny dyfrakcji światła na impulsach akustycznych został przedstawiony w pracy [2].

2. STANOWISKO POMIAROWE

Schemat stanowiska pomiarowego pokazano na rys. 2. Jako źródło światła wykorzystano przestrajalny laser argonowy HNA 188-1. Wiązka światła po przejściu przez wejściowy układ optyczny, złożony z rotatora, kierowaczy i przysłon odcinających światło rozproszone, padała na komórkę akustooptyczną. Osrodkiem, w którym zachodziło oddziaływanie, był bufor z topionego kwarcu. Fale akustyczną generowano przy użyciu przetwornika z LiNbO_3 , pracującego na wyższych harmonicznych. Przetwornik zasilano generatorem wysokiej częstotliwości G4-76A, sygnał którego był modulowany za pomocą generatora impulsowego PGP-4. Komórkę akustooptyczną umieszczono na stoliku goniometru GS-5, co pozwoliło wybrać kąt padania światła na fale akustyczną. Przechodząca wiązka światła była wycinana, natomiast wiązka ugięta padała na wyjściowy układ optyczny. W jego skład wchodziła luneta Keplera o około dwudziestokrotnym powiększeniu kątowym i układ zwierciadeł wydłużających drogę światła od lunety do fotopowielacza do około 1,6 metra. Na wejściu fotopowielacza umieszczono dodatkowo przysłonę o regulowanej szczelinie. Układ ten pozwalał wydzielić z wiązki światła ugiętego jej część, rozchodzącą się w kierunku zgodnym z kierunkiem osi optycznej układu. Wyjściowy układ optyczny i fotopowielacz zamocowano na ruchomym ramieniu goniometru. Umożliwiło to pomiar natężenia światła ugiętego w funkcji kąta ugięcia. Użyto fotopowielacza M12FQC51. Sygnał elektryczny z fotopowielacza był wzmacniany w zespole wzmacniaczy



Rys. 2. Schemat układu pomiarowego.

1 - laser, 2 - wejściowy układ optyczny, 3 - komórka akustooptyczna, 4 - goniometr, 5 - wyjściowy układ optyczny, 6 - fotopowielacz, 7 - zasilacz wysokiego napięcia, 8 - zespół wzmacniaczy, 9 - oscyloskop, 10 - rejestrator XY, 11 - generator przebiegów wolnozmiennych, 12 - generator wysokiej częstotliwości, 13 - generator modulujący, 14 - generator impulsów synchronizacji i odniesienia, 15 - ograniczenie wiązki nie ugiętej, - - - wiązka światła, — - - połączenia elektryczne.

Fig. 2. Scheme of measurement arrangement.

1 - laser, 2 - input optical devices, 3 - acoustooptic cell, 4 - goniometer, 5 - output optical devices, 6 - photomultiplier, 7 - high-voltage supply, 8 - amplifiers, 9 - oscilloscope, 10 - xy-recorder, 11 - generator of slow-changing voltage, 12 - rf generator, 13 - generator of modulation signals, 14 - generator of synchronization and reference pulses, 15 - no-diffracted beam stop, - - - light beam, — - - electric connections.

szerokopasmowych o regulowanym wzmacnieniu i paśmie przenoszenia 2 Hz - 30 MHz, a następnie podawany na oscyloskop stroboskopowy S1-91/3. Istniała możliwość przeniesienia przebiegu obserwowanego na ekranie oscyloskopu na rejestrator XY. Praca całego układu była synchronizowana impulsami z generatora GS-54, który wytwarzał także impulsy odniesienia dla pomiarów czasowych.

3. METODYKA POMIARÓW

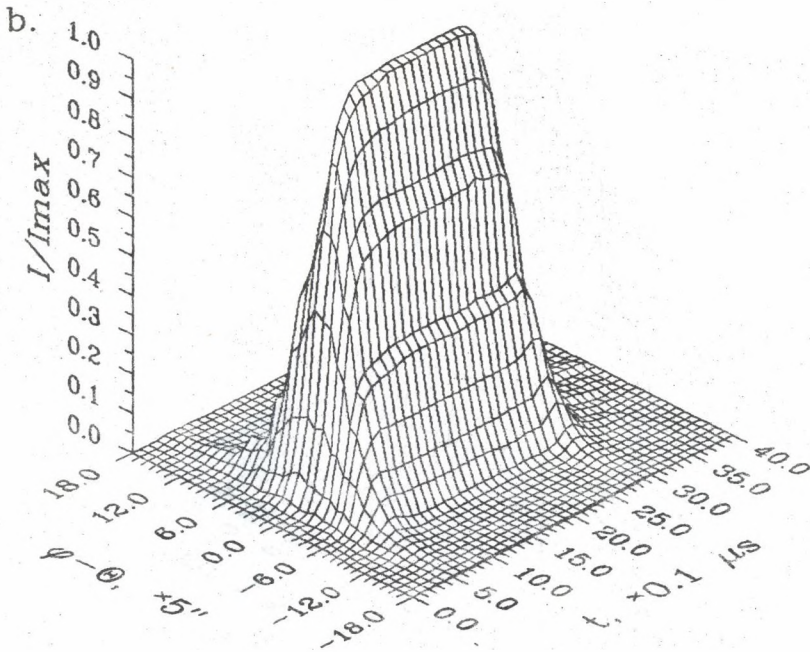
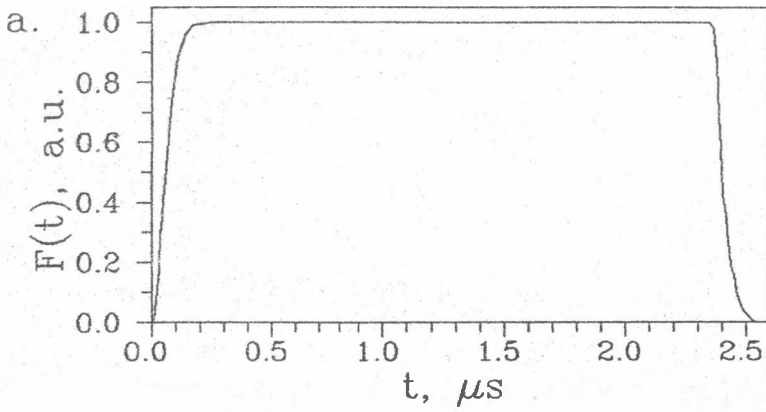
Generator w.cz. zasilający przetwornik pracował na częstotliwości 461.5 MHz, co odpowiadało piątej harmonicznej przetwornika. Szerokość przetwornika w kierunku propagacji fali świetlnej wynosiła około 3 mm. Pomiar wykonano dla trzech obwiedni impulsów modulujących. Przy badaniu obwiedni impulsów elektrycznych mierzono zależność skutecznego napięcia podawanego na przetwornik od czasu. Częstotliwość powtarzania impulsów akustycznych i ich długość były dobrane tak, aby w obszarze oddziaływania znajdował się jeden impuls. Jest to równoznaczne z badaniem dyfrakcji

światła na pojedynczych impulsach akustycznych. Wektor natężenia pola elektrycznego padającej fali świetlnej był prostopadły do płaszczyzny padania. Długość fali światła laserowego $\lambda = 514.5$ nm. Kąt padania ustawiono przy dyfrakcji na fali ciągłej, przyjmując za kryterium maksymalne natężenie ugiętej fali świetlnej. Zmierzone zależności natężenia światła ugiętego od czasu dla różnych kątów dyfrakcji. Zakres zmian kąta dyfrakcji pokrywał cały zakres kątów, w którym natężenie światła ugiętego było różne od zera. Kąt zmieniano co $5''$. Wykresy zależności natężenia światła ugiętego od czasu dla poszczególnych kątów ugięcia rysowano przy użyciu rejestratora XY. Krzywe eksperymentalne opisano następnie dyskretnymi punktami pomiarowymi, odczytując z wykresów wartości natężenia światła dla określonego czasu i kąta dyfrakcji. Tak przygotowane wyniki pomiarów zapisano na dyskietce.

4. WYNIKI POMIARÓW I ICH PORÓWNANIE Z REZULTATAMI ANALIZY NUMERYCZNEJ

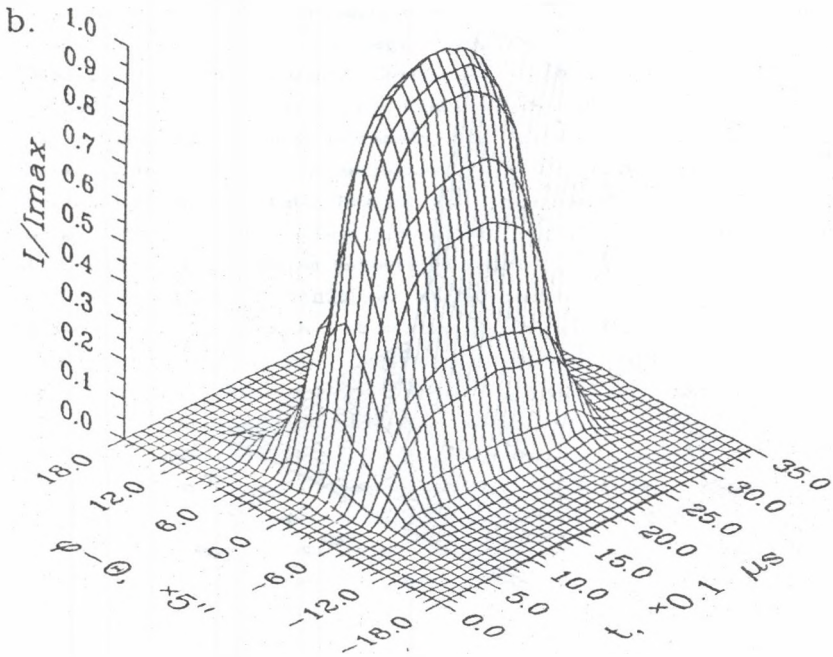
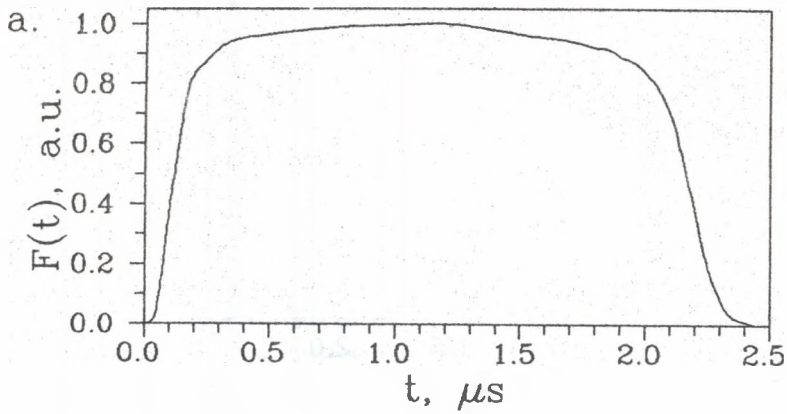
Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunkach 3-5, na których pokazano obwiednię impulsu elektrycznego podawanego na przetwornik (rysunki a) i odpowiadającą mu zależność unormowanego natężenia światła ugiętego od kąta dyfrakcji i czasu (rysunki b). Punktom pomiarowym odpowiadają węzły siatki na rysunkach. Pomiar wykazał, że zmierzony obraz dyfrakcyjny jest praktycznie symetryczny względem kąta dyfrakcji równego kątowi Bragga. Zmierzona wartość kąta Bragga dla częstotliwości nośnej fali akustycznej wynosi $\theta = 1^{\circ}4'19''$. Błędy pomiarowe są spowodowane przede wszystkim trudnościami w dokładnym ustawieniu kątów na skali goniometru.

Na podstawie równania (8) przeprowadzono analizę numeryczną dyfrakcji światła na impulsach akustycznych. Przyjęto, że obwiednia impulsu akustycznego odpowiada zmierzonej eksperymentalnie obwiedni impulsu elektrycznego, którym sterowano przetwornik. Najlepsze dopasowanie rezultatów obliczeń do wyników badań eksperymentalnych uzyskano dla parametru rozkładu $w = 1.1$ mm. Wartości prędkości i tłumienia fali akustycznej odpowiadały parametrom kwarcu topionego ($V = 5960$ m/s, $\beta = 28.8$ m⁻¹). Obliczona wartość kąta Bragga $\theta = 1^{\circ}8'29''$ różni się o około 6% od wartości zmierzonej. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 6. W celu dokładniejszego porównania wyników eksperymentalnych z rezultatami uzyskanymi na podstawie analizy numerycznej wykonano wykresy zależności unormowanego natężenia światła od czasu dla kąta dyfrakcji równego kątowi Bragga (rys. 7) oraz zależności tego natężenia od kąta dyfrakcji dla określonej chwili czasu (rys. 8). Na wykresach linią ciągłą przedstawiono krzywe teoretyczne, natomiast punkty odpowiadają wartościom zmierzonym. Należy w tym miejscu zwrócić uwagę, że analizę numeryczną przeprowadzono dla obwiedni impulsu elektrycznego, którą mierzono na wyjściu generatora w.cz. Można przypuszczać, iż w związku z niedopasowaniem elektrycznym



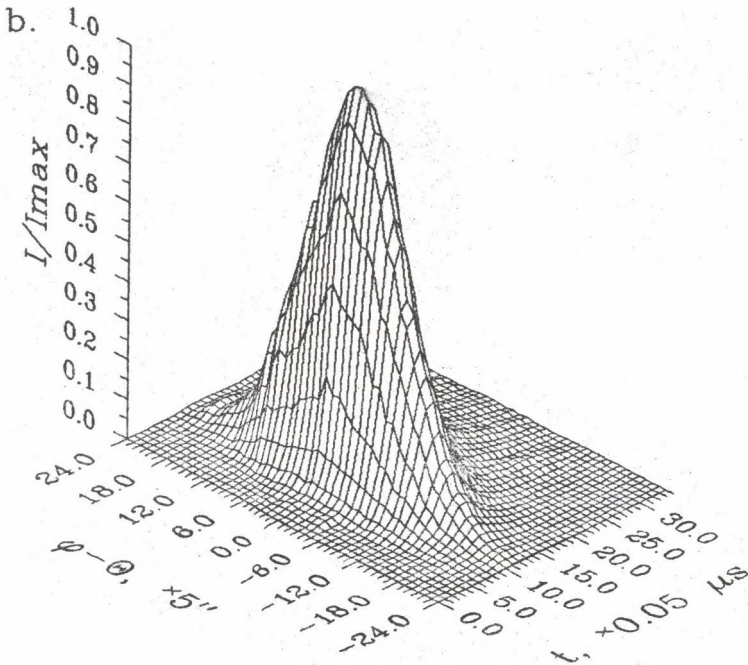
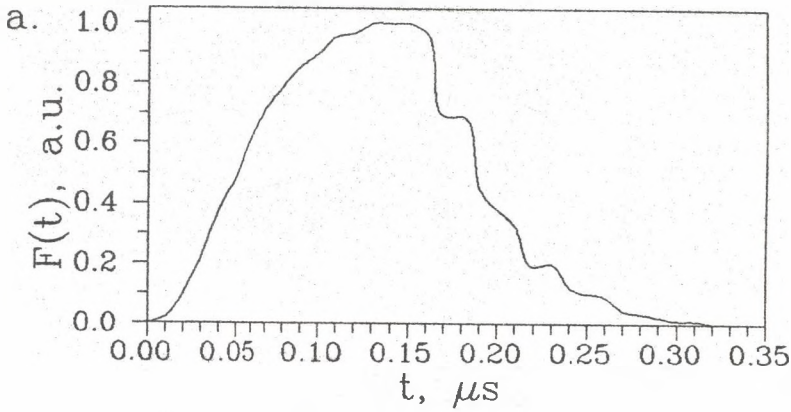
Rys. 3. Obwiednia impulsu elektrycznego (a) i odpowiadająca jej zależność natężenia światła ugiętego od kąta dyfrakcji i czasu (b).

Fig. 3. Electric pulse envelope (a) and corresponding diffracted light intensity dependence on diffraction angle and time (b).



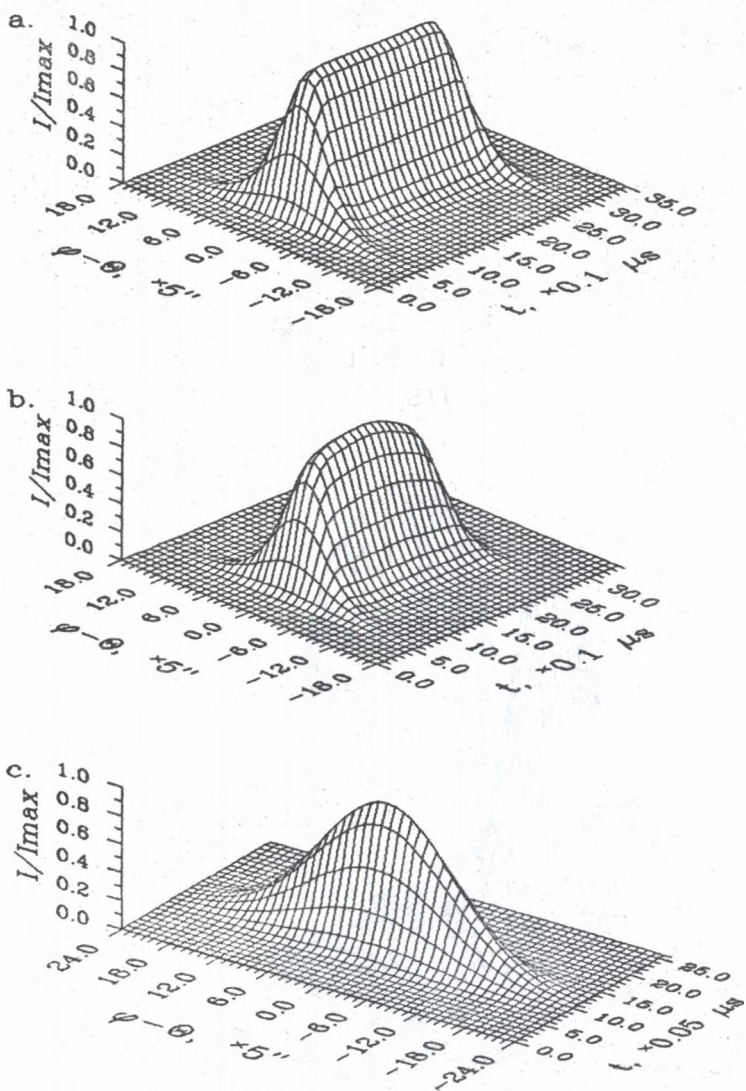
Rys. 4. Obwiednia impulsu elektrycznego (a) i odpowiadająca jej zależność natężenia światła ugiętego od kąta dyfrakcji i czasu (b).

Fig. 4. Electric pulse envelope (a) and corresponding diffracted light intensity dependence on diffraction angle and time (b).



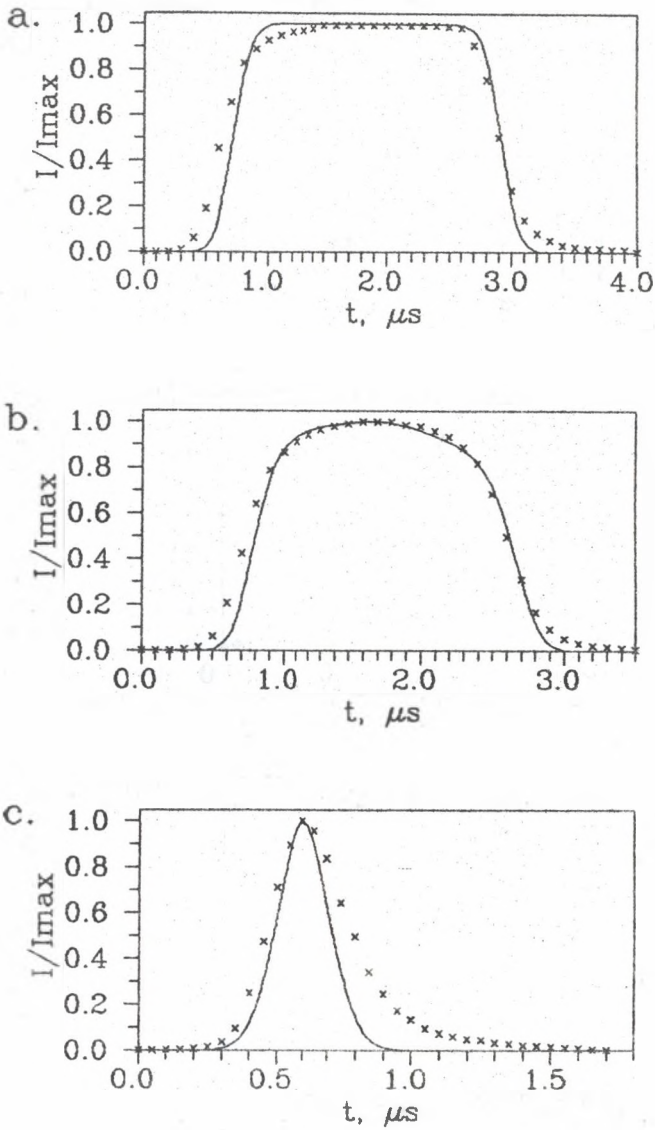
Rys. 5. Obwiednia impulsu elektrycznego (a) i odpowiadająca jej zależność natężenia światła ugiętego od kąta dyfrakcji i czasu (b).

Fig. 5. Electric pulse envelope (a) and corresponding diffracted light intensity dependence on diffraction angle and time (b).



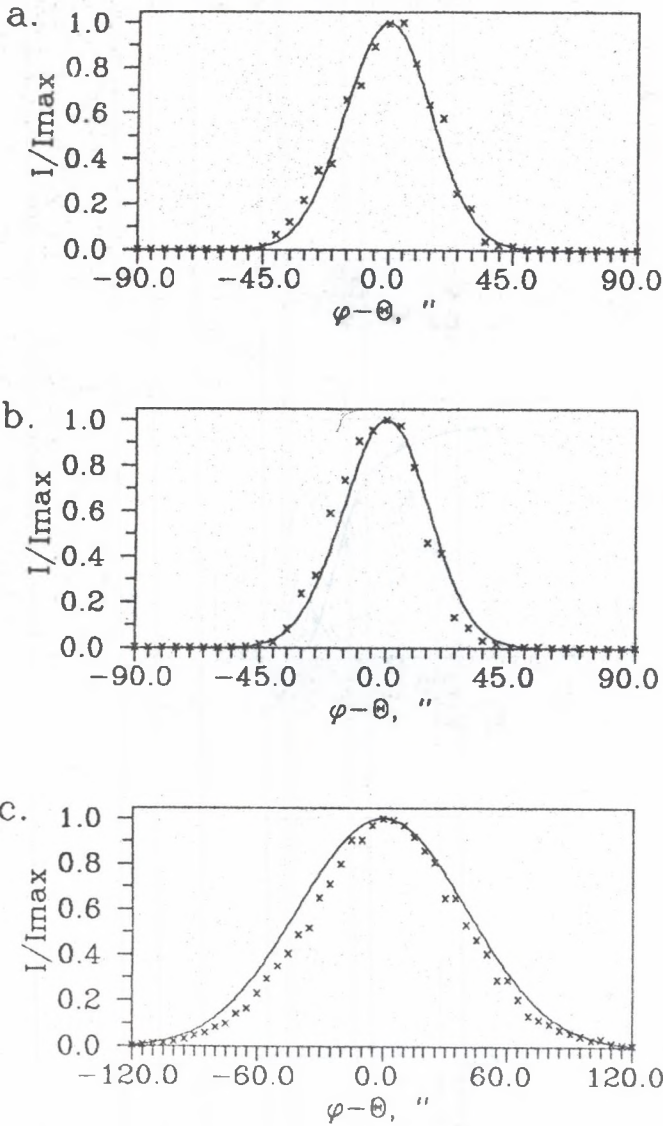
Rys. 6. Wyniki analizy numerycznej, przeprowadzonej dla impulsu akustycznego o obwiedni pokazanej na rysunku 3a (a), 4a (b) i 5a (c).

Fig. 6. Results of numerical analysis carried out for acoustic pulse envelopes show in figure 3a (a), 4a (b) and 5a (c).



Rys. 7. Zależność unormowanego natężenia światła ugiętego pod kątem dyfrakcji równym kątowii Bragga od czasu dla impulsu pokazanego na rysunku 3a (a), 4a (b), 5a (c). — - krzywa teoretyczna, x - rezultaty pomiarów.

Fig. 7. Normalised intensity of light deflected at the Bragg's angle dependence on time for the pulse shown in the fig. 3a (a), 4a (b), 5a (c). — - theoretical curve, x - results of measurements.



Rys. 8. Zależność unormowanego natężenia światła ugiętego od kąta dyfrakcji dla określonej chwili czasu, dla impulsu pokazanego na rysunku 3a (a), 4a (b), 5a (c). — - krzywa teoretyczna, x - rezultaty pomiarów.

Fig. 8. Normalised intensity of light dependence on time for a defined time, for the pulse shown in the fig. 3a (a), 4a (b), 5a (c). — - theoretical curve. x - results of measurements.

przetwornika rzeczywista obwiednia fali akustycznej będzie inna. Dlatego też autorzy uważają, że uzyskana zgodność wyników można uznać za dobrą.

5. WNIOSKI

Na prezentowanych wykresach widać, że przy przejściu przez wiązkę światła z boczna impulsu akustycznego światło jest uginane w szerszym zakresie kątów dyfrakcji. To rozmycie katowe jest spowodowane oddziaływaniem światła ze składowymi harmonicznymi fali akustycznej, związanymi ze zbczami impulsu. Jak należało się spodziewać, rozmycie katowe jest większe dla impulsu o bardziej stromych zbczach, co widać przy porównaniu rys. 3 i rys. 4. Na rys. 3 można także zauważyć, iż w przypadku impulsu akustycznego o szerokim plateau na obrazie dyfrakcyjnym istnieje obszar, w którym natężenie światła ugiętego jest stałe w czasie. Odpowiada to oddziaływaniu światła z ciągłą falą akustyczną. Interesujący jest przypadek pokazany na rys. 5. Bardzo krótki impuls akustyczny o szerokim widmie częstotliwości daje obraz dyfrakcyjny o dużej szerokości katowej. Reasumując, można stwierdzić, że rezultaty pomiarów wykazały silną zależność obrazu dyfrakcyjnego od kształtu obwiedni impulsu akustycznego. Otrzymane wyniki badań eksperymentalnych dyfrakcji światła na impulsach akustycznych są jakościowo zgodne z rezultatami przeprowadzonej analizy numerycznej. Pozwala to wyciągnąć wniosek, iż przyjęty opis teoretyczny tego zjawiska jest poprawny i może stanowić bazę do dalszych badań dyfrakcji światła laserowego na impulsach akustycznych w obszarze Bragga.

LITERATURA

- [1] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, 1968 (p.98).
[2] J. Bodzenta and Z. Kleszczewski, Theoretical Description of Light Diffraction on Acoustic Pulses in Bragg's Region, phys. stat. sol., in printing.

Recenzent: Doc. dr hab. Ryszard Płowiec

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ИМПУЛЬСНО-МОДУЛИРОВАННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

Резюме

В работе представлено описание измерительной установки и результатов экспериментальных исследований дифракции лазерного луча на акустических импульсах в режиме Брэгга. Сделаны выводы о зависимости дифракционной картины от формы огибающей акустических импульсов. Проведено сравнение

результатов измерений и численного анализа, проведенного на основе разработанной авторами теории этого взаимодействия. Было установлено, что принятая теоретическая модель хорошо согласуется с результатами эксперимента.

EXPERIMENTAL VERIFICATION OF THEORY OF LIGHT DIFFRACTION
ON PULSE-MODULATED ACOUSTIC WAVE

Summary

An measurement arrangement and results of experimental investigations of laser beam diffraction on acoustic pulses in Bragg's region are described in the paper. Authors drew conclusions about a dependence of diffraction pattern on an acoustic pulse envelope shape. The results of measurements are compared with results of numerical analysis. This analysis was carried out basing on the theory of the describing interaction proposed by authors. It was confirmed that adopted theoretical model is in a good agreement with results of the experiment.