

ԳԱՂԱՓԱՐ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀՈՒՆՏԵՐՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ  
Ա. Արդյան

Սույն մեթոդական աշխատանքի նպատակն է «Ալիքային օպտիկա» բաժինը դասավանդելիս ուսանողներին ծանոթացնել օպտիկական հոլոգրաֆիայի հիմնական հասկացություններին, սկզբունքներին և կիրառություններին:

Հոլոգրաֆիան առարկայական և նրա հետ կոհերենտ հենակետային ալիքով առաջացած ինտերֆերենցիոն պատկերում ինտենսիվության բաշխվածության գրանցման վրա հիմնված ալիքների գրառման և վերականգնման եղանակ է: Գրանցված ինտերֆերենցիոն պատկերը կոչվում է հոլոգրամ:

Էլեկտրամագնիսական դաշտերի կառուցվածքի գրառման և վերարտադրման գաղափարն առաջին անգամ արտահայտել և ցուցադրել է Գ. Հաբորը 1948թ.: Նա էլ հենց մտցրել է «հոլոգրամ» տերմինը (այն է «լրիվ գրառում»): Սակայն Հաբորի աշխատանքները մինչև լազերների ստեղծումը լայն տարածում չգտան, որովհետև հոլոգրաֆիայի համար անհրաժեշտ են տարածական և ժամանակային բարձր կոհերենտությանը լուսային աղբյուրներ, որոնց հզորությանը ներկայացվող պահանջներն անհամատեղելի են լույսի սովորական աղբյուրների հնարավորությունների հետ: Հոլոգրաֆիան, որպես օպտիկայի ինքնուրույն բաժին, ստեղծվեց ամերիկացի ֆիզիկոսներ Լեյթի և Ռեպբերիեթսի աշխատություններից հետո (1960 – 1963): Նրանք առաջինը ցուցադրեցին երկչափ և եռչափ բարդ օբյեկտների բարձրորակ հոլոգրամներ: 1962 – 1963թթ. նրանցից անկախ, Դենիսյուկը հրապարակեց ծավալային հոլոգրամների մասին փորձնականորեն հաստատված գաղափար, որոնք սկզբունքային առավելություններ ունեն մինչ այդ հայտնի հոլոգրամների նկատմամբ:

Ո՞րն է հոլոգրաֆիայի սկզբունքը: Ինչպե՞ս կարելի է գրանցել և վերականգնել առարկայի մասին ամբողջ ինֆորմացիան:

Իր ծագումով հոլոգրաֆիան պարտական է ալիքային օպտիկայի հիմնական ինտերֆերենցիայի և դիֆրակցիայի օրենքներին:

Եթե մենք ուզում ենք գրանցել և վերականգնել ալիքը, ապա անհրաժեշտ է գրանցել և վերականգնել առարկայից եկող ալիքի ամպլիտուդը և փուլը: Այդ հնարավորությունը տալիս է ամպլիտուդային և փուլային ինֆորմացիա պարունակող հետևյալ բանաձևը.

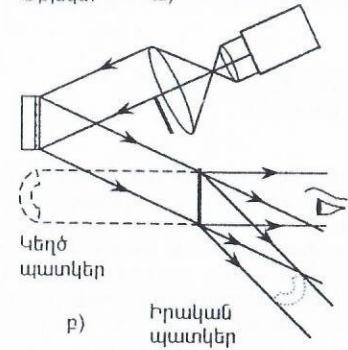
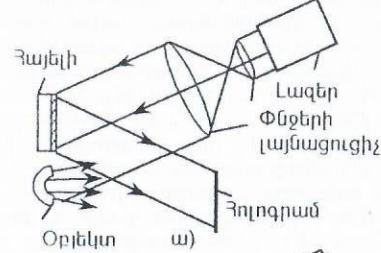
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (1)$$

Ինչպես հետևում է (1) – ից, ինտերֆերենցիոն պատկերում ինտենսիվության բաշխվածությունը, բացի ինտերֆերենցիոն ալիքների ամպլիտուդներից, որոշվում է նաև նրանց փուլերի տարբերությամբ: Հետևաբար, ինչպես փուլային, այնպես էլ ամպլիտուդային ինֆորմացիան գրանցելու համար անհրաժեշտ է, բացի առարկայից եկող ալիքից (առարկայական կամ ազդանշանային ալիք), ունենալ նաև նրա հետ կոհերենտ ալիք, որն անվանում են հենակետային ալիք:

Այսպիսով գալիս ենք հետևյալ եզրակացության. առարկայով դիֆրակցված ալիքի գրանցման և վերականգնման համար, անհրաժեշտ է նրան ստիպել ինտերֆերենցվել հայտնի փուլով կոհերենտ հենակետային ալիքի հետ, այնուհետև հենակետային ալիքի օգնությամբ ընդհանուր ինտերֆերենցիոն պատկերից դուրս բերել առարկայական ալիքը: Հենց սա էլ հոլոգրաֆիայի գաղափարն է: Այն գործնականորեն կարելի է իրականացնել հետևյալ ձևով: Հետագուտվող օբյեկտը լուսավորում են օպտիկական սարքի միջոցով նախապես լայնացված լազերային լույսի փնջով: Օբյեկտի վրա ցրված լուսային ալիքը և հայելուց անդրադարձած սկզբնական (հենակետային) ալիքն ընկնում են լուսանկարչական թիթեղի վրա (նկ. 1ա), որի վրա գրանցվում է առաջացող ինտերֆերենցիոն պատկերը: Լուսանկարչական թիթեղը հայտնաձևվում է և սենսայվում սովորական եղանակով. այն կրում է հետագուտվող առարկայի վերաբերյալ եղած ամբողջ ինֆորմացիան: Այդպիսի թիթեղը կոչվում է հոլոգրամ: Արտաբուստ այն ոչնչով չի տարբերվում սովորական հավա-

սարաչափ լուսավորված թիթեղից: Եվ միայն մանրադիտակով դիտելիս, ամենապարզ դեպքերում, կարելի է նկատել կարգավորված միկրոկառուցվածք, որն առաջանում է երկու լուսային ալիքների ինտերֆերենցի հետևանքով:

Ալիքը վերականգնելու համար վերցնում են հետագուտվող առարկան և այն տեղում, որտեղ գտնվում էր լուսանկարչական թիթեղը լուսանկարման պահին, տեղադրում են ստացված հոլոգրամը և լուսավորում են հենակետային փնջով: Հենակետային փուլը հոլոգրամի վրա ակթարկվում է դիֆրակցիայի, որի հետևանքով առաջանում է ճիշտ այնպիսի կառուցվածքով ալիք, ինչպիսին էր առարկայից անդրադարձած ալիքը: Այդ ալիքը տալիս է առարկայի կեղծ պատկերը, որն ընկալում է դիտողի աչքը (նկ.1բ): Կեղծ պատկեր կազմավորող ալիքի հետ մեկտեղ դիֆրակցիայի ժամանակ առաջանում է ևս մի ալիք, որը կազմավորում է առարկայի իրական պատկերը:



Նկ.1

Տարրական հաշվարկները ցույց են տալիս, որ հոլոգրամն իրեն առաջացնող ալիքներից վերականգնում է այն ալիքը, որը բացակայում է ալիքային ծակատի վերականգնման դեպքում:

Դիցուք ֆոտոթիթեղի վրա վերադրվում են երկու կոհերենտ հարթ ալիքներ (նկ.2): Առաջին և երկրորդ ալիքների անկման անկյունները նշանակենք համապատասխանաբար  $i_1$  և  $i_2$ :

Երկու կոհերենտ ալիքների ինտերֆերենցիայի արդյունքում ֆոտոթիթեղի վրա առաջանում է ինտերֆերենցիոն շերտերի համակարգ: Դիցուք A և B կետերը համապատասխանում են երկու հարևան շերտերի դիրքերին: Զանի որ, A – ից B անցնելիս 1 և 2 փնջերի ընթացքների տարբերությունը փոխվում է  $\lambda$  - ով, ապա  $\Delta_1 + \Delta_2 = \lambda$ , որ-

տեղ  $\Delta_1 = a \sin i_1$ ,  $\Delta_2 = a \sin i_2$ ,  $a$  - ն երկու հարևան շերտերի կենտրոնների հեռավորությունն է: Նման ձևով գրանցված հոլոգրամը ներկայացնում է A հաստատունով դիֆրակցիոն ցանց և որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$a = \lambda / (\sin i_1 + \sin i_2):$$

Եթե ենթադրվի, որ ըստ ամպլիտուդի ֆոտոթիթեղի բացթողնման գործակիցը նրա վրա ընկնող լույսի ինտենսիվությունից կախված է գծայնորեն, ապա ստացված շերտերի համակարգը, ինչպես հետևում է (1) բանաձևից, կունենա բացթողնման սինուսոիդալ բաշխում:

Այժմ հոլոգրամի (սինուսոիդալ դիֆրակցիոն ցանց) վրա ուղղենք փնջերից մեկը, որը մասնակցում է նրա առաջացմանը, օրինակ 1 փունջը: Եթե դիֆրակցիոն ցանցի վրա ճառագայթի անկման անկյունը նշանակենք  $i$  - ով, իսկ դիֆրակցիայի անկյունը  $\beta$  - ով, ապա, ինչպես հայտնի է, նրանք կապված են հետևյալ առնչությամբ

$$a(\sin i + \sin \beta) = m\lambda, \quad (2)$$

որտեղ  $m$  - ը սպեկտրի կարգն է: Սինուսոիդալ ցանցի համար  $m = 1$ , ուստի (2) – ից  $\sin \beta = \lambda/a - \sin i$ : Զանի որ, մեր դեպքում, անկման անկյունը  $i_1$  է, ապա

тем отчетливее, чем больше длина пути в этих средах. Удлинение пути пучка в случае рентгеновских волн во вращающихся средах связано с большими техническими трудностями: необходимо опыты производить в условиях вакуума и пользоваться особо прецизионными гониометрами. А в поступательно движущихся средах длина пути пучков ограничивается их поглощением — коэффициент увлечения вакуума равен нулю, а среда поглощает рентгеновские лучи и ограничивает длину их пути. Кроме этого, при исследовании оптических явлений во вращающихся средах возникают трудности, связанные с вращением источников рентгеновских лучей.

В условиях наличия вышеперечисленных трудностей, возникающих при исследовании рентгеновских явлений в движущихся средах, казалось бы почти невозможным обнаружить влияние движения сред на рентгеноинтерференционные картины. Однако рентгеноинтерференционные картины более чувствительны к изменениям скоростей распространения (к временам распространения) волн в движущихся средах. Действительно, длина рентгеновской волны в тысячу раз меньше длины оптической волны, и поэтому рентгеноинтерференционные картины чувствуют малейшие запаздывания интерферирующих волн друг относительно друга: одна и та же разность путей в случае рентгеновских волн вызывает в тысячу раз больше разностей фаз, чем в случае световых волн.

Последнее обстоятельство дает возможность в условиях вышеперечисленных трудностей обнаружить влияние движущихся сред и источников на рентгеноинтерференционные картины.

Если бы мы смогли в рентгеновском диапазоне длин волн осуществить опыты, подобные опытам Саньяка [1] и Майкельсона — Гейля [2], то они имели бы существенное преимущество относительно светового варианта этих опытов.

В настоящей работе нами разработаны несколько вариантов рентгеновских опытов, аналогичных опытам Саньяка и Майкельсона — Гейля, для исследования влияния вращения среды на рентгеновские интерференционные картины. Кроме этого, в работе описываются и рентгеновские опыты, аналогичные оптическим опытам Физо.

При реализации рентгеновских опытов можно пользоваться брэгговскими отражениями от атомных плоскостей монокристаллов. Однако реализация последовательных брэгговских отражений от нескольких кристаллов, в свою очередь, связана с трудностями юстировки — приведение кристаллов в положение последовательных отражений для одного и того же пучка — трудная экспериментальная задача, которая может быть решена только с помощью особых прецизионных гониометров. Эти трудности можно обойти применением монокристаллических систем: отражающие кристаллы изготавливаются из одного и того же куска монокристалла таким образом, чтобы они имели общее основание. Однако в монокристаллических образцах осуществление последовательных отражений — более трудная задача. Эти трудности можно преодолеть применением рентгеновских интерферометров, разработанных в департаменте физики Государственного инженерного университета Армении.

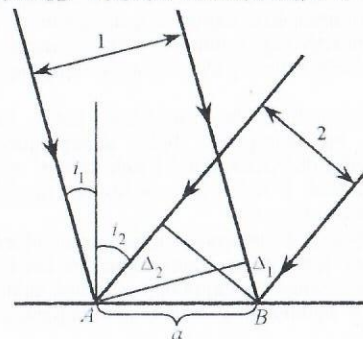
Осуществление таких опытов для диапазона длин рентгеновских волн дает возможность исследовать отличительные черты влияния вращения детекторов и источников на интерференционные картины коротких волн и создать рентгеновские гироскопы, которые можно было бы поместить на искусственных спутниках Земли и космических кораблях для измерения их скоростей.

#### Литература

1. Sagnac M. S., de Phys J. 4, 177 (1914).
2. Michelson A. A. and Gale H. G., Astrophys. Journ., 61, 140 (1925).

տեղադրելով  $i = i_1$  և նկատի ունենալով, որ  $\lambda/a = \sin i_1 + \sin i_2$ , կատանանք  $\sin \beta = \sin i_1 + \sin i_2 - \sin i_1 = \sin i_2$ .

որտեղից  $\beta = i_2$ , այսինքն, հոլոգրամը 1 փնջով լուսավորելիս վերականգնվում է 2 փունջը: Եթե հոլոգրամի լուսավորումը կատարվի 2 փնջով, ապա կվերականգնվի 1 փունջը, այսինքն հենակետային և առարկայական փնջերը օժտված են փոխադարձ դարձելիության հատկություններով:



Սկ. 2

Հոլոգրաֆիական մեթոդը կիրառություն է գտել գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում և ապագայում կունենա մեծ առաջընթաց: Թվարկենք կիրառություններից մի քանիսը: Հոլոգրաֆիական մեթոդը հնարավորություն է տալիս ֆոտոտեղափոխի տրված փոքր տեղամասի վրա գրառելու տպագրական տեքստի 100 — 400 անգամ ավելի շատ էջեր, քան սովորական միկրոլուսանկարչության մեթոդները: Ուստի հոլոգրաֆիան իր լայն կիրառությունն է գտել ինֆորմացիայի գրառման և պահպանման մեջ: Լայն ծավալով աշխատանքներ են կատարվում նաև հոլոգրաֆիական կինոյի և հեռուստատեսության ստեղծման ասպարեզում:

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

А. Абоян

Распространение света в движущихся средах при подвижных и неподвижных (относительно среды) источниках как теоретически, так и экспериментально с достаточной точностью и полнотой исследовано, а его основные законы установлены. Вообще говоря, все эти законы и обнаруженные эффекты имеют место и в случае рентгеновских лучей. Однако из-за малости длины рентгеновских волн (малое отличие от единицы показателя преломления рентгеновских лучей) эти эффекты оптики движущихся сред в диапазоне длин рентгеновских волн как правило, ослабляются. Так, например, коэффициент увлечения Френеля мало

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

мало отличается от нуля. Действительно, как известно, показатель преломления рентгеновских лучей  $n = 1 - \delta$  незначительно отличается от единицы. Величина  $\delta$  (единичный декремент показателя преломления рентгеновских лучей) имеет порядок  $10^{-5}$ . Следовательно, выражение (1) с точностью членов, содержащих  $\delta^2$ , можно привести к виду

$$\alpha = -2\delta \sim 2 \cdot 10^{-5},$$

между тем в случае световых волн, например для воды, коэффициент увлечения равен  $\alpha = 0,434$ . Следовательно, в поступательно движущихся средах эффекты, обусловленные коэффициентом увлечения, для рентгеновских лучей гораздо слабее, чем для света. Более того, как в поступательно движущихся, так и во вращающихся средах оптические явления, обусловленные движением среды, проявляются

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОДА РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ  
КАРТИН ОТ ОРИЕНТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ И ФОРМЫ  
НЕДИФРАГИРУЮЩЕГО СЛОЯ, ОБРАЗОВАННОГО ПРИ ИОННОЙ  
ИМПЛАНТАЦИИ

А. Абовян

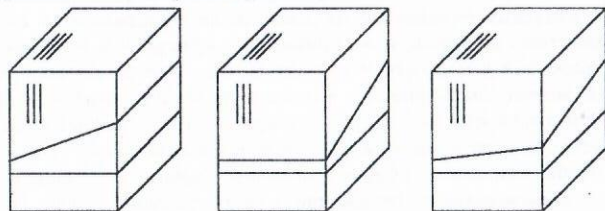
Известно, что ионная имплантация может приводить к разбиванию кристалла на две части, разделенные недифрагирующим узким аморфным слоем, возникающим на глубине проникновения имплантируемых ионов [1 - 2]. В работе [3] дан подробный анализ рентгеноинтерферометрических картин, получающихся от бикристалла - интерферометра, в котором недифрагирующая зона имеет плоскопараллельную форму с границами, параллельными входной и выходной поверхностям бикристалла.

Из-за неоднородности пучка ионов по энергиям или концентрациям аморфный слой может иметь переменную толщину, произвольную форму и ориентацию в пространстве, и его можно рассматривать как систему призм или клинообразных участков, аналогично оптической линзе, которую можно аппроксимировать системой призм.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование интерференционной картины, ожидаемой от такого бикристалла с произвольно ориентированным относительно его поверхностей имплантированным аморфным слоем. Анализ проводится с использованием диаграмм рассеяния в обратном пространстве.

Рассмотрим следующие модели:

- Выходная поверхность первого блока наклонена, и направление сужения перпендикулярно отражающим плоскостям (рис. 1 а).
- Рассмотрен бикристалл, аморфный слой которого сужается таким образом, что плоскость угла наклона верхней границы слоя лежит в плоскости отражения (рис. 1 б).
- Клиновидный аморфный слой расположен так, что его нижняя граница параллельна выходной поверхности бикристалла, а входная граница ориентирована произвольным образом (рис. 1 в).



а

б

в

Рис.1.

Для зависимости периода интерференционной картины от угла клиновидности  $\varphi$  получено выражение

$$\Delta = \frac{\lambda(\cos 2\theta + \cos 2\varphi)}{2 \sin^2 \varphi \cdot \lg \theta [2(1-n) - C \sqrt{\chi_h \chi_k}]}, \quad (1)$$

где  $\theta$  - угол Брэгга,  $n$  - показатель преломления,  $C$  - фактор поляризации,  $\chi_h, \chi_k$  - Фурье - компоненты поляризуемости кристалла.

В частности, из (1) следует, что при  $\varphi = 0$ ,  $\Delta \rightarrow \infty$  и в случае плоскопараллельного аморфного слоя интерференционная картина не регистрируется.

При произвольной пространственной ориентации аморфного слоя относительно входной и выходной поверхностей бикристалла, для периода интерференционной картины получено следующее выражение

$$\Delta' = \frac{d \cos \theta \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \psi} (\cos 2\varphi + \frac{\cos^2 \theta - \sin^2 \theta \sin^2 \psi}{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \psi})}{\sqrt{\chi_h \chi_k} \sin^2 \varphi \sin \psi}, \quad (2)$$

где  $d$  - межплоскостное расстояние используемого семейства отражающих плоскостей,  $\psi$  - угол характеризующего ориентацию аморфного слоя относительно отражающих плоскостей бикристалла.

В частности, из формулы (2) следует, что при  $\psi = \frac{\pi}{2}$ , что соответствует углу

клина в плоскости падения рентгеновской волны,

$$\Delta' = \frac{d \cos \theta (\cos 2\varphi + \cos 2\theta)}{\sqrt{\chi_h \chi_k} \sin^2 \varphi}. \quad (3)$$

Если  $\psi = 0$ , то  $\Delta' \rightarrow \infty$ , и интерференционная картина не наблюдается. Этот результат соответствует модели (б).

По результатам исследований, мы приходим к следующим основным выводам:

- Теоретически исследован характер рентгеноинтерферометрических картин, получающихся от кристаллов, подвергнутых ионной имплантации. Если при ионной имплантации образуется бикристалл с одинаковыми межплоскостными расстояниями обеих частей, то от такого бикристалла, как с учетом поглощения, так и без учета поглощения, муаровое распределение интенсивности не получается.
- Если при ионной имплантации образуется бикристалл без недифрагирующей зоны с частями, отличающимися межплоскостными расстояниями, то за бикристаллом получается муаровая картина, контраст которой зависит от толщины его частей.
- Для бикристалла с аморфным слоем переменной толщины, произвольной формы и ориентации в пространстве, образующимся при имплантации неоднородного по энергиям и концентрациям пучка ионов, рассчитан период интерференционной картины в зависимости от угла клиновидности  $\varphi$  аморфного слоя и угла  $\psi$ , характеризующего ориентацию аморфного слоя относительно отражающих плоскостей бикристалла. Показано, что за бикристаллом всегда будет регистрироваться интерференционная картина, если угол клиновидности  $\varphi$  отличен от нуля.
- Показано, что непосредственным измерением на топограмме периода интерференционной картины и угла  $\psi$  можно рассчитать угол  $\varphi$  наклона аморфного слоя к входной и выходной поверхностям бикристалла.

Литература

- Bonse U., Hart M. Phys. Stat. Sol., 33, 351 (1969).
- Authier A., Simon D. Acta Cryst. A24, 517 (1968).
- Aboyan A.O., Bezirganyan P.A., Tumasyan A.S. Cryst. Res. Technol., 25, 1405 (1990).

$$u_1 = \frac{2m_0 m(x)k_0^2 - k^2(x)m_0^2 - k_0^2 m^2(x)}{2m_0 m(x)k_0}, \quad u_2 = \frac{k_0^2 m^2(x) - k^2(x)m_0^2}{2m_0 m(x)k_0}.$$

Отметим, что предложенные в данной работе уравнения (4), (5) обобщают уравнения работ [1-4], полученные для электрона постоянной массы в рассеивающем одномерном поле произвольного вида.

1. Sedrakian D.M., Khachatryan A.Zh., Phys. Lett., A265, 294 (2000).
2. Седракия Д.М., Хачатрян А.Ж., ДНАН Армении, 98, 301 (1998).
3. Calogero F., Variable phase approach in potential scattering. N.Y. & London, Acad. Press., 1967.
4. Бабинов В.В., Усп. Физ. Наук, 92, 3 (1967).

### ФЕМТОСЕКУНДНАЯ РАЗВЕРТКА ДИНАМИКИ ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ СВЕРХТОНКОЙ НИКЕЛЕВОЙ ПЛЕНКИ. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПОСЛЕДНИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

А.Меликян, Г.Минасян

В работе [1] приведены результаты экспериментов по генерации второй гармоники в сверхтонкой никелевой пленке на медной подложке. Пленки были выращены в направлении (100), где межплоскостное расстояние составляет 0.17nm, и содержали 4 монослоя и более. Так как никель имеет ГЦК структуру, что означает наличие центра симметрии, то понятно, что генерация второй гармоники в условиях данного эксперимента представляет собой интерфейсный эффект. Длительность лазерных импульсов составляла около 100fs.

После основного импульса второй гармоники наблюдался с некоторой, зависящей от толщины пленки задержкой максимум. Его происхождение авторы [1] связывают с увеличением плотности состояний d-электронов в результате теплового расширения пленки, вызванного поглощением энергии светового импульса. Время задержки в случае сравнительно толстых (10 монослоев и более) пленок пропорционально толщине и соответствует скорости звука в массивном никеле в направлении (100), что согласуется с представлением о том, что тепловое расширение распространяется со скоростью звука. Однако в более тонких пленках коэффициент пропорциональности между временем задержки и толщиной пленки соответствует значительному, до двух раз, уменьшению скорости звука с уменьшением толщины, что требует объяснения.

Наша интерпретация [2] этого явления основана на том, что скорость звука есть не что иное, как групповая скорость длинноволновых продольных акустических фононов. Рассчитан спектр колебаний в направлении (100) пленки, содержащей произвольное число монослоев, с граничными условиями, когда одна плоскость свободна, а другая находится в контакте с неподвижной подложкой. В численных расчетах использовались значения для силовых констант и скорости звука, взятые из [1]. В случае четырех монослоев частота колебания с максимальной длиной волны с большой точностью совпадает со значением 1.4 ТГц, соответствующим наблюдаемому в [1] колебанию. Рассчитана также скорость звука в зависимости от толщины пленки, и результаты сравнивались с данными по времени задержки первого максимума генерации второй гармоники. Для пленок с небольшим числом монослоев — до семи, удалось достичь очень хорошего согласия с экспериментальными данными в предположении, что при тепловом расширении воз-

### ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА С ПЕРЕМЕННОЙ МАССОЙ В ОДНОМЕРНОМ ПОЛЕ

А. Хачатрян

Как известно, задача определения волновых функций и исследование энергетического спектра различных элементарных возбуждений (электронов, дырок, экситонов, плазмонов и т.д.) в многослойных полупроводниковых структурах важны как с практической, так и с физической точек зрения. В связи с этим представляет интерес рассмотрение задачи движения квантовой частицы с переменной массой в одномерном потенциальном поле  $V(x)$  произвольного вида.

Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из  $N$  отдельных произвольных слоев, в каждом из которых движение электрона характеризуется своей зависимостью эффективной массы. Тогда согласно методу разностных уравнений [1,2], задача определения амплитуд рассеяния сводится к задаче решения следующей системы рекуррентных уравнений

$$D_N = 1/t_1 D_{N-1} + r_1^* / t_1^* P_{N-1}, \quad (1)$$

$$P_N = 1/t_1^* P_{N-1} + r_1 / t_1 D_{N-1} \quad (2)$$

с начальными условиями  $D_0 = 1, P_0 = 0$ .

В (1), (2) введены обозначения  $D_N = 1/T_N$  и  $P_N = R_N/T_N$ . Заметим, что в рекуррентных уравнениях  $N$  является дискретной величиной, так что  $T_{N-j}$  и  $R_{N-j}$  соответствуют амплитудам прохождения и отражения от последних  $N-j$  слоев системы. Система разностных уравнений (1), (2) позволяет получить рекуррентные уравнения непосредственно для  $T_N$  и  $R_N$ :

$$T_N = \frac{t_1^* t_1^* T_{N-1}}{t_1^* + r_1^* t_1^* R_{N-1}}, \quad (3)$$

$$R_N = \frac{t_1 R_{N-1} + r_1^* t_1^*}{t_1^* + r_1^* t_1^* R_{N-1}} \quad (4)$$

с начальными условиями  $T_0 = 1, R_0 = 0$ .

Для случая электрона с непрерывно меняющейся массой в рассеивающем непрерывном поле системы разностных уравнений (1), (2) и (3), (4) переходят в следующие системы разностных уравнений:

$$\frac{dD}{dx} = -iu_1 D - iu_2 \exp\{-i2k_0 x\} P, \quad (5)$$

$$\frac{dP}{dx} = iu_1 P + iu_2 \exp\{i2k_0 x\} D, \quad (6)$$

$$\frac{dR}{dx} = 2iu_1 R + iu_2 \exp\{-i2k_0 x\} R^2 + iu_2 \exp\{i2k_0 x\}, \quad (7)$$

$$\frac{dT}{dx} = iT(x)(u_1 + u_2 \exp\{-i2k_0 x\} R), \quad (8)$$

где введено обозначение

буждаются главным образом моды с номерами 4 и 5. Для пленок с большим числом монослоев номер моды перестает играть существенную роль, и звук распространяется почти так же, как в массивном образце.

Таким образом, результаты эксперимента, которые свидетельствуют о зависимости скорости звука в пленке в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, от толщины, получили теоретическое обоснование. Причина этого явления заключается в том, что в случае малых толщин наименьшая частота акустической фоновой моды отлична от нуля и зависит от толщины пленки. Действительно, в этом можно убедиться на простейшей модели одноатомной цепочки, для которой имеем

$$\omega_n = \omega_{\max} \left| \sin \left( \frac{2n-1}{2N+1} \cdot \frac{\pi}{2} \right) \right|, \quad n = 1, 2, 3 \dots N.$$

Здесь  $N$  - число монослоев,  $n$  - номер моды. Групповая скорость в случае дискретного спектра должна определяться не как производная частоты по волновому вектору, а как отношение конечных разностей, откуда и следует на качественном уровне требуемый результат.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Hohlfeld J. et al, Chemical Physics, 251(1-3)(2000) pp.237-258.
- [2] Melikyan A., Minassian H., Chem. Phys. Lett., to be published.

### ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ: $\alpha$ и $\beta$ МОДИФИКАЦИИ ОКТОГЕНА

Р. Абрамян

Практика обращения с взрывчатыми веществами (ВВ) показывает, что различные вещества характеризуются разной степенью взрывоопасности. С одними из них такими, как тротил или пиротамин, допустима сравнительно невысокая степень предосторожности в обращении, тогда как с другими, например с азидом свинца или гремучей ртутью, малейшая неосторожность способна привести к взрыву [1]. Несмотря на огромное количество экспериментов, посвященных изучению возбуждения и развития взрыва [2], многие вопросы, касающиеся механизма явлений, остаются пока нерешенными. Вопросы безопасности при переработке и хранении ВВ имеют кроме прикладного значения, также и теоретический интерес. Чувствительность ВВ к механическим воздействиям является очень важным параметром для определения устойчивости ВВ при различных факторах внешнего воздействия. В теоретических работах по инициированию и развитию взрыва в конденсированных системах твердое тело рассматривается как однородный континуум, а распространение химического превращения - как изотропный процесс. Однако многие экспериментальные данные [1,2] говорят не только о неоднородном распространении химической реакции в твердом теле, но и прямо указывают на наличие локальных точек разогрева (т.е. горячих точек), где химическая реакция развивается в первую очередь. В данной работе сделана попытка учета индивидуальных свойств разных кристаллических модификаций взрывчатого вещества. Попытки связать чувствительность вторичных ВВ с их структурой делались неоднократно [2]. В этом отношении удобнее

сравнивать полиморфные формы октогена, которые состоят из одинаковых молекул, но отличаются по чувствительности [3]. Как уже отмечено, октоген молекулярный кристалл, причем  $\alpha$ - и  $\beta$ - модификации сильно отличаются по электрическим свойствам. В частности,  $\beta$ -модификация не проявляет ни пирони пьезоэлектрических свойств, тогда как в  $\alpha$ -модификации достаточно сильно пьезо- и пирозлектрики.

Аналогичные данные получены и другими исследователями [3]. В работе [4] было предложено рассматривать вероятность взрыва при ударе как произведение вероятности возбуждения очага и вероятности распространения взрывного превращения от очага. Таким образом, можно предположить, что взрывной процесс определяется двумя вероятностями: вероятностью возбуждения "горячих точек" и вероятностью цепного размножения этих точек, т.е. самоускорения реакции. В работе [5] отмечается внешняя аналогия нарастания механических напряжений в твердом теле при взрыве заряда ВВ и при электрическом пробое. В том и в другом случаях имеется импульс давления, возникающий внутри тела и создающий разрывающие напряжения, хрупкую и пластическую деформацию. На чувствительность ВВ могут повлиять и случайные блуждающие в образце электрические поля, которые могут усиливаться при транспортировке или обработке изделия. Известно также, что при ударном нагружении появляется статическое электричество почти во всех конденсированных веществах, не обязательно взрывчатых, что объясняется пластической деформацией и движением заряженных дислокаций. В работе [5] говорится о роли флуктуаций при цепных химических реакциях. Такие флуктуации электрического поля при ударном нагружении ВВ могут в определенных местах привести к электрическому пробую и образованию тех областей, где ВВ полностью разложено. Это и есть т.н. "горячие точки". Вследствие вышесказанного в зависимости от определенных условий "горячие точки" могут размножаться, причем это размножение будет носить цепной характер. Таким образом, развитие цепного процесса зависит от начального количества "горячих точек". Опыты с кристаллами азида свинца, которые взорвались при их росте, можно объяснить возникновением упругих деформаций при их росте и появлением некомпенсированных электрических зарядов. Число начальных "горячих точек" можно определять, приравняв энергию пробоя с энергией механического воздействия.

#### Литература

2. Маусос J. N., Grabenstein D. E. Science, v. 152, (1966) .
3. Абрамян Р.М. Диссертация, М., 1971.
4. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Рагнер Э. И.В сб. „Вопросы теории взрывчатых веществ.. Вып.1, 1947..
5. Хайнике Г. Трибохимия.М.,1987.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИОННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛНПРОПИЛЕНОВЫХ ПЛЕНОК

3. Григорян

Получение высокомолекулярных полимерных материалов в настоящее время является одной из важнейших задач физики и технологии полимеров. Вопросы, связанные с описанием структуры высокоориентированных полимеров и ее влиянием на физико-механические свойства, решены еще не полностью и неоднозначно.

Прочность и другие механические характеристики аморфно-кристаллического ориентированного полимера в значительной степени определяются структурой аморфных областей. При этом все большее внимание уделяется рассмотрению функции распределения по длинам проходных цепей, находящихся в аморфных межкристаллитных областях.

Известно, что кристаллизация расплавов гибкоцепных полимеров в отсутствие внешних силовых воздействий происходит со складыванием цепей, так что полимерная пленка в целом состоит из большого числа мелких складчатых кристаллов, связанных между собой малым числом проходных цепей, дефицит которых и является причиной низких прочностных характеристик такого материала.

Целью работы является изучение влияния исходной надмолекулярной кристаллической структуры на механические свойства при одноосной ориентации пленок промышленных марок полипропилена.

Исследования проводили на полипропилене марки 21060-16 с индексом расплава 1,6 г/10 мин. Разрывную прочность измеряли на разрывной машине марки РМТ-250 с погрешностью измерения 0,5%.

Измерение надмолекулярной организации полипропиленовых пленок контролировали методом малоуглового рассеяния поляризованного света (Н-поляризация).

Известно, что вытяжка аморфно-кристаллических полимеров приводит к образованию фибриллярной структуры, имеющей высокую анизотропию физико-механических свойств. Для полипропилена (ПП) уже при определенной температуре и кратности вытяжки  $\lambda > 15$  кристаллиты оказываются практически полностью ориентированными в направлении деформации.

Исследования проводили двумя способами. Первый из них включает экструдирование полипропиленовой пленки с последующей одноосной ориентацией в аморфно-кристаллическом состоянии при различных кратностях  $\lambda = 8$  до  $\lambda = 10$  при температуре  $T = 125^\circ \text{C}$ . Второй способ заключается в формировании пленки, кристаллизацию которой проводили с предварительной ориентацией  $\lambda_n = 1,5$ , с последующей одноосной ориентацией для  $\lambda = 8$  и  $\lambda = 10$  при той же температуре  $T = 125^\circ \text{C}$ .

Исследования показали, что с увеличением удлинения от  $\lambda = 8$  до  $\lambda = 10$  прочность на разрыв пленок, подготовленных по первому способу, увеличивается незначительно. Для второго способа предварительной подготовки пленок наблюдается увеличение разрывной прочности до 20%, и с увеличением удлинения от  $\lambda = 8$  до  $\lambda = 10$ , также наблюдается рост разрывного удлинения.

Прочность ориентированных пленок аморфно-кристаллического полипропилена связана с числом проходных цепей в межкристаллитных аморфных областях. При обычном режиме формирования пленок образуются кристаллиты со сложными цепями, и структура аморфных межфибриллярных областей в основном связана со скоростью и температурой формирования и деформации.

При предварительной ориентационной деформации для  $\lambda = 1,5$  происходит частичное упорядочивание в межкристаллитных областях, которое приводит к увеличению числа проходных цепей. После формирования пленок ПП, с предориентацией в начальной стадии процесса, дальнейшая ориентационная вытяжка приводит к увеличению разрывной прочности за счет значительного числа проходных цепей, которые возникают во время ориентационной кристаллизации.

Известно, что отжиг аморфно-кристаллических гибкоцепных полимеров, таких как полихлоропрен и полиэтилен низкой плотности, приводит к дополнительной кристаллизации в межкристаллитных областях. Образование дополнительного кристаллита при отжиге аморфно-кристаллических гибкоцепных полимеров на поверхности основных кристаллитов приводит к значительным изменениям надмолекулярной структуры, которые состоят в уменьшении длин всех типов частей макромолекул межкристаллитных областей и выравнивании по длинам проходных цепей макромолекул. Следовательно, как отжиг, так и предориентация при формировании пленок приводят к улучшению механических характеристик аморфно-кристалли-

ческих гибкоцепных полимеров. При увеличении разрывной прочности предварительно ориентированных высокоориентированных пл. спок ПП наблюдается уменьшение разрывного удлинения до 5%.

Таким образом, исследование структуры пленок полипропилена, полученного с предориентацией, дает возможность предположить, что процесс ориентационной кристаллизации приводит к тому, что произошло дит. по крайней мере, частичная ориентация кристаллитов, которая способствует увеличению числа проходных цепей и, в конечном счете, к росту разрывной прочности высокоориентированных полипропиленовых пленок.

Следует отметить, что дальнейшее увеличение степени предориентации обеспечивает ориентационную кристаллизацию еще в процессе экструзии. При этом высокоориентированные пленки имеют повышенную разрывную прочность. С технологической точки зрения представляют интерес методы, позволяющие получить пленки с высокой степенью молекулярной ориентации непосредственно в процессе формирования.

Результаты этих исследований позволили разработать и применять различные технологические приемы, обеспечивающие получение технического высокоориентированного полипропиленового шпата.

### ԳՐԵԹԵ ԿԱՏԱՐՅԱԼ ԲՅՈՒԹԵՂՆԵՐՈՒՄ ԵՐԿՈՒ ԶԱԹԹ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԲԱՇՏՈՒՄԸ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ Ս. Գրիգորյան

Ինտերֆերենցիոն դաշտում ինտենսիվության բաշխման ուսումնասիրությանը նվիրված են մի շարք աշխատություններ [1-4], որոնց հիման վրա ուսումնասիրվել է երկու հարթ կոներենտ ալիքների ինտերֆերենցիոն դաշտում ինտենսիվության բաշխման կախվածությունը անալիտոլոգների, սկզբնական ֆազերի և տարածման ուղղությունների տարբերություններից:

$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \exp\{i[(\vec{k}_1 \vec{r}) + \varphi_1]\}$  և  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \exp\{i[(\vec{k}_2 \vec{r}) + \varphi_2]\}$  երկու ալիքների գումարման արդյունքում, ինտենսիվության բաշխումը բևեռացման ընդհանուր դեպքում արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \alpha \cos\{[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} + \varphi_1 + \varphi_2]\} \quad (1)$$

որտեղ  $\alpha$ -ն  $\vec{E}_{01}$  և  $\vec{E}_{02}$  անալիտոլոգների կազմած անկյունն է,  $\varphi_1$  և  $\varphi_2$  սկզբնական ֆազերը:

$\sigma$  բևեռացման դեպքում, երբ անալիտոլոգները ուղղահայաց են  $\vec{k}_1$  և  $\vec{k}_2$  ալիքային վեկտորների հարթությանը, այսինքն  $\alpha = 0$ , ապա (1) արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$I = (E_{01} - E_{02})^2 + 4E_{01}E_{02} \cos^2 \left[ \frac{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} + \varphi_1 - \varphi_2}{2} \right] \quad (2)$$

Օգտվելով այս բանաձևից կարելի է ստանալ առավելագույն ինտենսիվության  $\Delta$  պարբերությունը և շերտերի  $V$  տեսանելիությունը:

$$\Delta = \frac{2\pi}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|} \quad (3)$$

$$V = \frac{I_{Max} - I_{Min}}{I_{Max} + I_{Min}} = \frac{2E_{01}E_{02}}{(E_{01} - E_{02})^2 + 2E_{01}E_{02}} \quad (4)$$

(3) և (4) բանաձևերից կարելի է անել հետևյալ հետևությունները

1 ինտերֆերենցիոն շերտերի  $\Delta$  պարբերությունը կախված չէ  $\varphi_1$  և  $\varphi_2$  սկզբնական ֆազերի տարբերությունից: Սկզբնական ֆազերի տարբերության փոփոխման դեպքում առավելագույն ինտենսիվության շերտերը շեղվում են, բայց նրանց միջև հեռավորությունը չի փոփոխվում:

2 ինտերֆերենցիոն շերտերի պարբերությունը միանշանակորեն որոշվում է  $\vec{k}_1$  և  $\vec{k}_2$  ալիքային վեկտորների տարբերությունից: Այդ տարբերությունը փոքրացնելով, կմեծացնենք շերտերի  $\Delta$  պարբերությունը: Այսինքն պարբերությունը կմեծանա, եթե  $\vec{k}_1$  և  $\vec{k}_2$  ալիքային վեկտորների միջև անկյունը փոքրանում է, երբ ալիքի երկարությունը մեծանում է  $\left(k = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$ :

3.  $V$  տեսանելիությունը այնքան փոքր է, որքան մեծ է անալիտուզների տարբերությունը: Այն հավասար է մեկի, երբ անալիտուզները հավասար են: Տեսանելիությունը կախված չէ սկզբնական ֆազերի տարբերությունից:

#### ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Безирганян П. А. Физические основы рентгенографической диагностики несовершенств кристаллов. Ереван ЕрГУ, 1989 360 с.
2. Пинскер З. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. Наука, М., 1974.
3. Bonse U., Hart M., An X-Ray interferometer.-Appl. Phys. Letters 1965 V.6, No 8 p 155-156.
4. James R. W. The Dynamical Theory of X-ray Diffraction - Solid State Phys. 1963 V 15 p 53-220.

### К ТЕОРИИ КУЛОНОВСКОЙ ЩЕЛИ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С. Арутюнян

При достаточно низких температурах электронные свойства полупроводников неразрывно связаны со структурой примесной зоны. В настоящее время уже точно установлено существование кулоновской щели вблизи уровня Ферми в слабо легированных полупроводниках [1].

В частности, в работах [1,2] показано, что плотность состояний носителей зарядов -  $g(\varepsilon)$  в слабо легированных полупроводниках вблизи уровня Ферми  $\mu$  имеет вид

$$g(\varepsilon) = 4N_D \frac{(\varepsilon - \mu)^2}{\varepsilon_D^3}, \quad (1)$$

где  $N_D$  - концентрация основных примесей-доноров,  $\varepsilon_D = \frac{e^2}{\chi r_c}$  - энергия кулоновского

взаимодействия на среднем расстоянии  $r_D = \left(\frac{4\pi}{3} N_D\right)^{-1/3}$  - между донорами.

Кроме того по обе стороны  $\mu$  в областях  $|\varepsilon - \mu| \gg \varepsilon_D$  стремится к нулю. Таким образом плотность состояний всегда имеет два пика. Высокоэнергетический пик связан с ионизированными, а низкоэнергетический пик - с заполненными донорами.

Однако из-за сложности проблемы до сих пор не удалось получить явное аналитическое выражение функции  $g(\varepsilon)$ , которое удовлетворяет всем вышеупомянутым условиям.

В настоящей работе предлагается интерполяционная формула для функции  $g(\varepsilon)$ , которая в дальнейшем будет использована для исследования электро-оптических свойств слабо легированных полупроводников.

Если ввести поддоночные параметры  $\mu$  и  $\gamma$ , то легко убедиться, что искомую функцию можно представить в виде

$$g(\varepsilon) = \frac{4N_D}{\varepsilon_D^3} \frac{(\varepsilon - \mu)^2}{\gamma^2} e^{-\frac{\mu^2 - \varepsilon^2}{\gamma^2}} \quad (2)$$

Легко увидеть, что вблизи уровня Ферми,  $\varepsilon \rightarrow \mu$  функция (2) переходит в функцию (1).

Параметр  $\mu$  есть уровень Ферми, а  $\gamma$  характеризует ширину кулоновской щели. Для определения этих величин необходимо использовать условия постоянства числа носителей зарядов и электронной нейтральности системы, которые имеют вид:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\varepsilon) d\varepsilon = N_D, \quad \int_{\mu}^{\infty} g(\varepsilon) d\varepsilon = N_A \quad (3)$$

здесь  $N_A$  - концентрация компенсирующих примесей-акцепторов.

Тогда из уравнений (3) с учетом (2) относительно безразмерных параметров  $C = \frac{\mu}{\varepsilon_D}$ ,  $\alpha = \left(\frac{\varepsilon_D}{\gamma}\right)^2$  получается система трансцендентных уравнений, численное решение которой проводилось при помощи пакета MathCad.

Результаты вычислений для разных значений степени компенсации  $K = \frac{N_A}{N_D}$

приведены в таблице, а характерное поведение функции  $g(x)$  (в единицах  $\frac{\varepsilon_D}{N_A}$ )

при  $K = 0.1, 0.5, 0.9$  представлены на рисунках.