

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՃԱՐՏԱՐԱԳԻՏԱԿԱՆ
ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ՏԱՐԵՎԱՆ ԳԻՏԱԺՈՂՈՎ

ՆՅՈՒԹԵՐԻ ԺՈՂՈՎԱԾՈՒ

ՀԱՏՈՐ 1

ГОДИЧНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ГОСУДАРСТВЕННОГО ИНЖЕНЕРНОГО
УНИВЕРСИТЕТА АРМЕНИИ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

ТОМ 1

ԵՐԵՎԱՆ 2002 ЕРЕВАН

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

Դեպի Հայաստանի պետական
ճարտարագիտական համալսարանի
70-ամյակը

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ԵՄՐՏԱՐԱԳԻՏԱԿԱՆ

ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ՏԱՐԵԿԱՆ ԳԻՏԱԺՈՂՈՎ

ՆՅՈՒԹԵՐԻ ԺՈՂՈՎԱԾՈՒ

28 հոկտեմբեր – 1 նոյեմբեր

2002թ.

Հատոր 1

ГОДИЧНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ГОСУДАРСТВЕННОГО ИНЖЕНЕРНОГО
УНИВЕРСИТЕТА АРМЕНИИ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

Том 1

Երևան 2002 Երևան

Տպագրվում է Հայաստանի Պետական ճարտարագիտական
Համալսարանի գիտական խորհրդի որոշմամբ

Հայաստանի պետական ճարտարագիտական համալսարանի տարեկան գիտաժողով, նյութերի ժողովածու, Երևան, ՀՊԵՀ 2002, 2 հատորով, հատոր 1:

Պատվեր՝ 1237

Տպարանակ՝ 200

Տպագրված է Հայաստանի Պետական Ճարտարագիտական
Համալսարանի տպարանում

Երևան, Տեղում 105

ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ, ПРОБЛЕМЫ И РЕШЕНИЯ

(вместо предисловия)

*Напрасно обучение без мысли,
Опасна мысль без обучения
Конфуций*

Дорогой читатель! В 2003 году Ереванскому политехническому институту, ныне Государственному инженерному университету Армении, фламану технической мысли Армении исполняется 70 лет. В преддубилейный год я считаю важным обсудить с Вами, дорогой читатель, проблему образования и науки вообще и инженерного образования и технических наук в частности. История многократно обнаруживала закономерные связи между уровнем образования и науки и благополучием страны. Бисмарк уверял, что франко-германскую войну выиграл немецкий Учитель.

В течение тысячелетий, когда темпы прогресса оставались медленными, за время существования одного поколения условия жизни и труда, требования к объему знаний практически не изменялись. В XX столетии ситуация стала принципиально иной. В последние десятилетия состав и характер требуемых знаний на протяжении жизни человека обновляются кардинально, причем несколько раз. Одновременно появилась потребность в увеличении численности носителей знаний, специалистов высокой квалификации. Сегодня человечество явственно осознает острую нужду в крутом подъеме уровня инженерной культуры общества, что можно обеспечить лишь в рамках развития технических наук, в особенности в области высоких и критических технологий. Что же мы имеем в нашей стране?

То, что сегодня происходит с бюджетным (тематическим) финансированием технических наук в Армении, иначе как курсом свертывания этой важнейшей области знаний не назовешь.

Нехватка средств, отсутствие (до каких пор?) принятых правительством, либо утвержденных парламентом приоритетных направлений развития науки в республике не должны привести к столь значительному деформированию структуры затрат по областям знаний. Ведь существует еще и "здоровый смысл".

Технические науки в нашей республике, некогда являвшиеся процветающей областью знаний, куда были вовлечены Политехнический институт и несколько десятков крупных научно-исследовательских институтов с многотысячными коллективами, сегодня находятся по объему финансирования на задворках областей знаний. Многие из этих научно-исследовательских институтов и Политехнический были головными в Союзе по ряду научных направлений.

Сегодня государство является практически единственным заказчиком науки. Очевидно, что оно не в состоянии обеспечить потребности науки, а частный сектор не спешит вкладывать деньги в науку. Частный сектор можно понять, ибо средний и крупный бизнес переживает период становления и накопления первоначального капитала. Что же касается го-

сударства, то оно в условиях крайне ограниченных средств, выделяемых на науку (в размере 1% от расходной части бюджета), может и должно хотя бы оптимально распределить эти скудные денежные ресурсы по областям знаний. Недопустимо, чтобы техническим наукам выделялось всего 6% от всего объема финансирования на науку, в то время как в России эта цифра составляет 75%. В Сингапуре, площадью меньше Армении, 90% финансирования микроэлектроники и информационных технологий осуществляется из государственных средств. В условиях "остаточного" принципа финансирования технических наук в нашей стране все пожелания о восстановлении промышленности, создании новых современных (высоких) технологий окажутся несбыточными. Если мы не исправим положение сегодня, то завтра окончательно потеряем наш научно-технический интеллектуальный потенциал. Речь идет о необходимости поддержки хотя бы научного ядра научно-исследовательских институтов. Сегодня большинство этих институтов превратились в "дома престарелых" и в скором времени умрут своей естественной смертью.

Не лучше обстоят дела и с нашим университетом. Из-за финансовой дискриминации технических наук большинство преподавателей и штатных научных сотрудников оказались оторванными от научных исследований, во много раз сократилось число студентов, магистрантов и аспирантов, принимающих участие в научно-исследовательских работах, нет обновления исследовательской базы. А ведь если нет науки — нет и полноценного обучения.

Как уже отмечалось, очевидно, что государство сегодня не в состоянии финансировать науку по всему ее спектру. Нужна концентрация усилий на тех актуальных направлениях, развитие которых для страны имеет первостепенное значение.

Полагаю, что в последнее десятилетие роль технических наук в осуществлявшихся преобразованиях недооценивалась, и надежды на автоматическое действие рыночных механизмов в научной сфере не оправдались. Это был стратегический просчет.

Для выправления положения необходимо скорейшее разумное перераспределение средств. Положить конец волюнтаризму в науке поможет и выработка приоритетных направлений развития науки в республике с обязательными последующими практическими шагами.

Вместе с тем отметим, что в прошлом году в республике информационные технологии были объявлены приоритетными. Казалось бы, что это весьма своевременное и важное решение должно было привести к финансовому вливанию в технические науки. Однако ничего подобного не последовало. Деформированная структура затрат по областям знаний как была, так и осталась. Парадоксально, но факт.

Прекрасный пример того, как надо поступать с приоритетами, в свое время продемонстрировала Япония. В 1948 году Япония приняла 6 национальных приоритетов в технологиях, и через 15 лет по всем принятым приоритетным направлениям она заняла лидирующее место в мире.

Нет нужды в дополнительных доводах, как важно для Армении определять и реализовывать приоритеты государственной научно-технической политики на среднесрочную и долгосрочную перспективу. Определение приоритетов технического и научно-технологического развития и их параметров обозначит структуру кадров будущей экономики, что, в свою очередь, позволит выделить приоритетные направления образовательного процесса. Для примера приведем приоритетные направления развития науки, технологий и техники, принятые в России. Это информационно-телекоммуникационные технологии и электроника; космические и авиационные технологии; новые материалы и химические технологии; новые транспортные технологии; перспективные вооружения, военная и специальная техника; производственные технологии; технология живых систем; экология и рациональное природопользование; энергосберегающие технологии.

Сегодня наука в целом и технические науки в частности обеспечивают свыше 90% экономического роста в мире. Это говорит о том, что большинство внедряемых новых технологий являются весьма наукоемкими. Так, согласно экспертным оценкам, производство наукоемкой продукции, мировой рынок которой оценивается в 2300 млрд. долл., обеспечивается примерно 50 макротехнологиями. Семь ведущих государств мира, обладая 46 макротехнологиями, контролируют более 80% рынка наукоемкой продукции; США получают от экспорта этой продукции 700 млрд. долл. в год, Германия — 530 млрд., Япония — 400 млрд.

Таким образом, мы являемся свидетелями формирования новой системы взаимодействия в мировом хозяйстве, которое протекает за последние несколько десятилетий. Эта система взаимодействия получила название "глобализация". Глобализация — сложный многоплановый процесс. Она имеет объективную базу в виде международного разделения труда, в котором участвуют практически все страны мира.

Глобализация будет углубляться и совершенствоваться независимо от воли и намерений тех или иных правительств и стран, поскольку межотраслевое разделение труда, господствующее в течение нескольких столетий, дополняется внутриотраслевым, которое придает экономическим связям особое постоянство.

Принимая, что наука определяет развитие современного мира, мы одновременно должны понять, что невостребованная наука — это бремя для госбюджета. Следовательно, наука, в особенности, технические науки должны быть адаптированы к рынку. Мы должны пройти инновационный путь. Тему инновационной экономики обсуждает сейчас весь мир. Европейское сообщество, озабоченное своим отставанием в технологиях от США и Японии, тратит на сокращение разрыва в этой области ежегодно порядка 15 миллиардов евро. На постсоветском пространстве также много декларируется о инновационной политике, однако пока ничего реального здесь не сделано.

Из широкого спектра мер, выработанных мировой практикой в области стимулирования научно-технической и инновационной деятельности, отметим лишь некоторые, на наш взгляд, наиболее действенные.

Это - налоговое стимулирование, стимулирование через амортизационную политику и прямые бюджетные дотации компаниям, осваивающим новые виды продукции.

Главный принцип западной системы налоговой поддержки состоит в том, что налоговые льготы предоставляются не научным организациям, а предприятиям и инвесторам. Льготы плюс конкуренция обеспечивают высокий спрос на научные исследования и инновации. Регулярный пересмотр льгот позволяет государству целенаправленно стимулировать инновационную активность в приоритетных отраслях, влиять не только на структуру и численность научных и инновационных организаций, но и на структуру производства.

В рамках амортизационной политики наиболее привлекательным является применение нормативных ограничителей. Норматив определяет предельные сроки эксплуатации соответствующего оборудования или технологий. Причем такие ограничители могут устанавливаться не только для производителей, но и для потребителей.

Прямые бюджетные дотации выделяются либо предприятиям, осваивающим новую продукцию, либо потребителям этой продукции.

Чтобы оценить, каких размеров достигает на Западе стимулирование участия в инновационном процессе, отметим, что только Европейский Союз предусмотрел 363 млн. евро на 4 года для создания информационной программы инновационной системы и инновационных центров в Европе.

Возвращаясь к нашим проблемам, отметим, что в условиях отсутствия стимулирующей среды и, как следствие, крайне низкого уровня инновационной активности предприятий Армении роль государства в поддержке науки вообще и технических наук в частности оказывается чрезвычайно важной. Мы не можем не учитывать исключительную тягу нашего народа к знаниям. Ведь не случайно, что если многие государства мира гордятся своими оружейными палатами, то гордостью Армении является Матена-даран - хранилище древних рукописей.

Заканчивая разговор с Вами, дорогой читатель, я хотел бы надеяться, что государство повернется лицом к техническим наукам, и вновь, как и прежде, технические науки, как фактор экономического роста, займут в Армении свое достойное место, и будут приняты все необходимые законодательные акты, обеспечивающие коммерциализацию науки посредством ускоренного развития инновационной экономики республики.

акад. А.Терзян

ՀԻԼԲԵՐԹԻ ՄԱՏՐԻՑԻ ԴԵՏԵՐՄԻՆԱՆՏԻ ԵՎ ՍՈՏԱԿՈՐ ԳՆԱՀԱՍԱԿԱՆՆԵՐ
Լ. Գևորգյան

Իր [1] հոդվածում Կիրան Ս. Կելայան Փրինսթոնի համալսարանից (kkedlaya@math.Princeton.EDU) հարց էր բարձրացրել, թե ինչպես հաշվել Հիլբերթի

$$H = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{3} & \dots \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{3} & \frac{1}{4} & \dots \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{4} & \frac{1}{5} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$$

մատրիցի դետերմինանտը: Խնդրի կարևորությունը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ այդ մատրիցը հաճախ է հանդիպում մոտավոր հաշվարկներում, որպես վատ պայմանավորված մատրիցի դասական օրինակ: Հերման Ռուբինը (hrubin@stat.purdue.edu) Պուրդյու համալսարանից Sci.math.research ինտերնետային էջում 1997 թ. փորձել էր պատասխանել այդ հարցին, բայց ձախողվել էր: Ենթակա հակիրճ դիտողությունում մենք տալիս ենք սպասելի պատասխան:

Դժվար չէ տեսնել, որ Հիլբերթի մատրիցի h_{mn} տարրերը հանդիսանում են x^{m+n} միանդամի աստիճանային մոնոմիալները Լեբեգի չափի համար $(0,1)$ միջակայքում

$$h_{mn} = \frac{1}{m+n+1} = \int_0^1 x^{m+n} dx.$$

Ինչպես լավ հայտնի է (տես, օրինակ [2]), (a,b) միջակայքում Լեժանդրի բազմանդամները որոշվում են

$$P_n(x) = c_n \frac{d^n}{dx^n} (x-b)^n (x-a)^n$$

բանաձևով, որտեղ c_n -ը նորմավորող գործակից է: Կատարելով անհրաժեշտ հաշվարկները, հանգում ենք

$$P_n(x) = \sqrt{2n+1} \sum_{k=0}^n (-1)^{n-k} C_n^k C_{n+k}^k x^k \quad \text{արտահայտությամբ:}$$

Մյուս կողմից, օրթոնորմալ բազմանդամները կարող են նաև ներկայացվել

$$P_n(x) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_{n+1} \Delta_n}} \begin{vmatrix} h_{00} & h_{01} & h_{02} & \dots & h_{0n} \\ h_{10} & h_{11} & h_{12} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ h_{n0} & h_{n1} & h_{n2} & \dots & h_{nn} \\ 1 & x & x^2 & \dots & x^n \end{vmatrix}$$

տեսքով, որտեղ $\Delta_0 = 1$ և

$$\Delta_{n+1} = \begin{vmatrix} h_{00} & h_{01} & \dots & h_{0n} \\ h_{10} & h_{11} & \dots & h_{1n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ h_{n0} & h_{n1} & \dots & h_{nn} \end{vmatrix}$$

Ըստ այս բանաձևի, Լեժանդրի բազմանդամի ավագ անդամի գործակիցը հավասար է $\sqrt{\Delta_n / \Delta_{n+1}}$, իսկ նյութ կողմից $\sqrt{2n+1} \cdot C_{2n}^n$, որտեղից հետևում է

$$\Delta_{n+1} = \frac{\Delta_n}{(2n+1)(C_{2n}^n)^2}, n \in \mathbb{N}.$$

անդրադարձ առնչությունը: Բանի որ Ֆիլբերիի մատրիցի դեպքում $\Delta_1 = 1$, ապա

$$\Delta_{n+1} = \frac{1}{(2n+1)! (C_2^1 C_4^2 \dots C_{2n}^n)^2}, n \in \mathbb{N}:$$

Դժվար չէ տեսնել, որ

$$C_{2n}^n = \frac{(2n)!}{(n!)^2} = 2^n \frac{(2n-1)!}{n!} \geq 2 \cdot 3^{n-1}$$

և

$$C_{2n}^n \leq 2^{2n-1},$$

այնպես որ

$$\frac{1}{(2n+1)! 2^{2n}} \leq \Delta_{n+1} \leq \frac{1}{(2n+1)! 2^{2n-2} (3^n - 1)^2}:$$

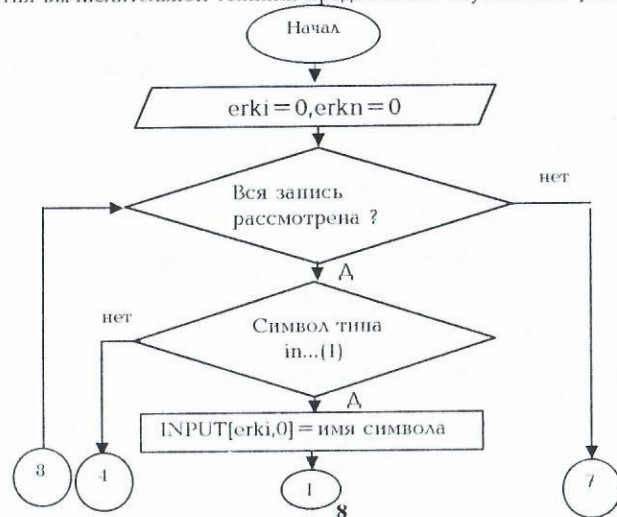
Գրականություն

- 1 kkedlaya.1705971934270001@kkedlaya.student.princeton
- 2 Суэтин П. К. Классические ортогональные многограны. - М.: Наука, 1979.

БЫСТРОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОГИЧЕСКИХ СХЕМ

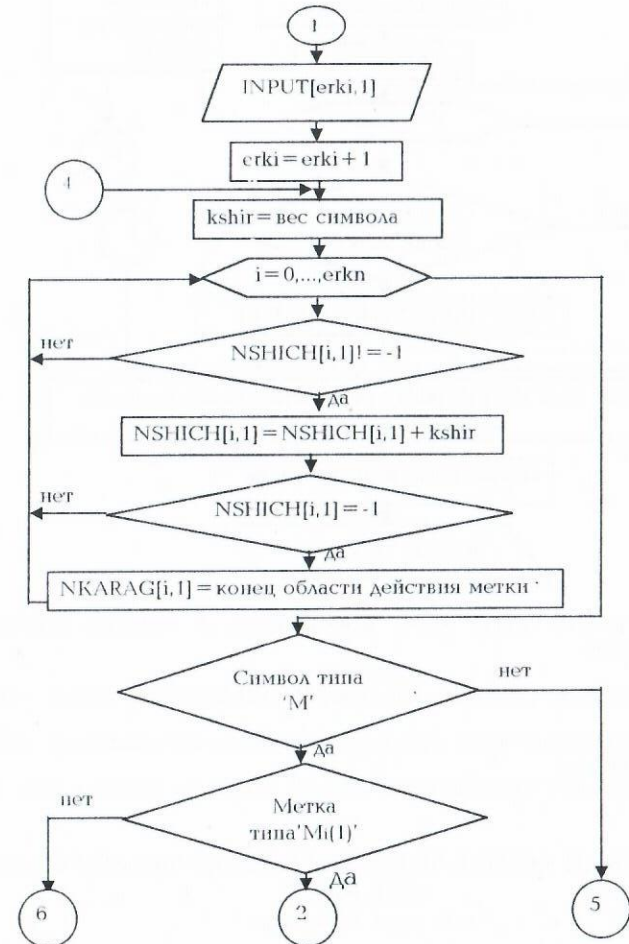
Н.Багдалян, Ш.Бозоян

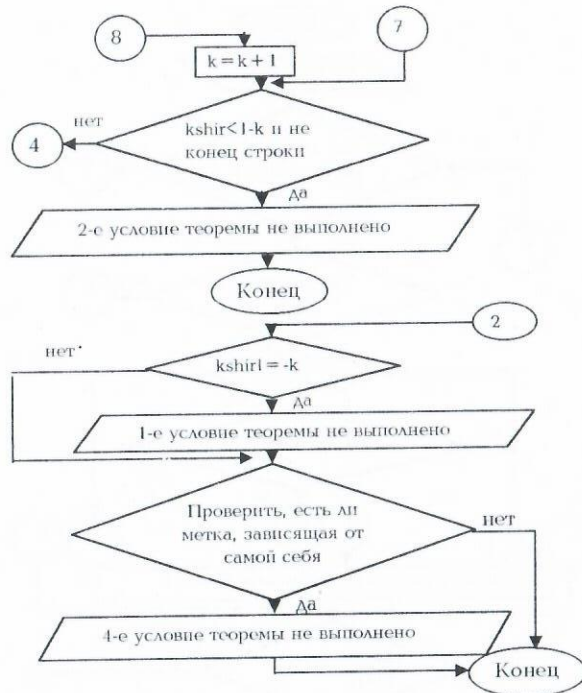
Почти на всех этапах проектирования современных чипов широко применяются процедуры моделирования (simulation), верификации (verification) и тестирования (testing). Одновременно известно, что при увеличении числа элементов в чипе время осуществления этих процедур растет экспоненциально. А поскольку современный этап развития вычислительной техники предполагает неуклонный рост числа элементов



тов в чипе (закон Мура), то существующие языки описания аппаратур (Verilog HDL, VHDL, SPICE и т.д.) уже не удовлетворяют современным требованиям: они описывают схему неэкономно (запись схемы необыкновенно быстро растет с увеличением числа элементов, симуляторы с использованием этих языков работают крайне медленно).

В настоящей работе приводится быстрый алгоритм моделирования логических схем с использованием языка ALEX [1,2,3].





Результаты работы могут быть использованы в области автоматизации проектирования чипов.

Литература

1. Бозоян Ш.Е. Язык описания функциональных схем //Изв. АН СССР, техн. киберн. -1978. -№6. -С. 158-165.
2. Бозоян Ш.Е. Приспособление языка Лукасевича к описанию функциональных схем //ДАН Арм.ССР. -1979. -Т.63, №4.
3. Бозоян Ш.Е. Язык описания логических сетей //Изв. АН СССР, техн. киберн. -1981. -№1. -С. 140-143.

О НОРМАЛЬНО ПЛОСКИХ МИНИМАЛЬНЫХ ЭЙНШТЕЙНОВЫХ И ПОЛУЭЙНШТЕЙНОВЫХ ПОДМНОГООБРАЗИЯХ

В. Мирзоян, Г. Аракелян, О. Хосровян

Риманово пространство M с тензором Риччи R_1 , удовлетворяющим условию $R(X, Y) \cdot R_1 = 0$, называется *Ric*-полупараллельным. Класс *Ric*-полупараллельных пространств в основном исчерпывается эйнштейновыми и полуэйнштейновыми пространствами и их произведениями [1]. В [2] дана полная локальная классификация *Ric*-полупараллельных гиперповерхностей в евклидовых пространствах. Здесь рассматриваются некоторые свойства эйнштейновых и полуэйнштейновых подмногообразий.

Пусть M — m -мерное подмногообразие евклидова пространства E_n и пусть α_2 — его вторая фундаментальная форма, а h_{ij}^α ($i, j = 1, \dots, m, \alpha = m+1, \dots, n$) — компоненты формы α_2 в некотором адаптированном ортонормированном базисе. Если нормальная

связность плоская, то все матрицы $\|h_{ij}^\alpha\|$ одновременно могут быть приведены к виду $\|\lambda_i^\alpha \delta_{ij}\|$. Нормальные векторы $n_i = \lambda_i^\alpha e_\alpha$ называются главными векторами кривизны.

Лемма 1. Нормально плоское минимальное подмногообразие M в E_n является эйнштейновым тогда и только тогда, когда все его главные векторы кривизны имеют равные постоянные модули ($\dim M \geq 3$).

Лемма 2. Индекс дефектности нормально плоского минимального полуэйнштейнова подмногообразия всегда равен его индексу относительной дефектности.

Теорема. Пусть M — n -мерное риманово многообразие с постоянным индексом дефектности $\mu (\neq 0)$ и интегрируемым распределением кодефектности $T^{(1)}$ ($\dim T^{(1)} = n - \mu \geq 2$). Если его интегральное многообразие $M^{(1)}$ является вполне омбилическим в M , то (1) M локально изометрично либо цилиндру над $M^{(1)}$, либо цилиндру с $(\mu - 1)$ -мерными образующими над конусом над $M^{(1)}$, (2) M полуэйнштейново либо риччи-плоское тогда и только тогда, когда $M^{(1)}$ эйнштейново; более того, если $M^{(1)}$ эйнштейново с константной $\varphi \leq 0$, то M полуэйнштейново, если же $\varphi > 0$, то M либо полуэйнштейново, либо риччи-плоское.

Литература

1. Мирзоян В. А. Структурные теоремы для римановых *Ric*-полусимметрических пространств //Изв. вузов. Матем. -1992. -№6. -С. 80-89.
2. Мирзоян В. А. Классификация *Ric*-полупараллельных гиперповерхностей в евклидовых пространствах. Матем.: Сборник. - 2000. - 191, №9. -С. 65-80.

О СКРЕЩЕННЫХ ПРОИЗВЕДЕНИЯХ РИМАНОВЫХ МНОГООБРАЗИЙ

В. Мирзоян

Пусть M_0, M_1, \dots, M_p — римановы многообразия с метриками $ds_0^2, ds_1^2, \dots, ds_p^2$ и f_1, \dots, f_p — знакопостоянные непостоянные функции на M_0 . Произведение $M_0 \times M_1 \times \dots \times M_p$ с метрикой $ds^2 = ds_0^2 + f_1^2 ds_1^2 + \dots + f_p^2 ds_p^2$ называется скрещенным произведением многообразий M_0, M_1, \dots, M_p со скрещивающимися функциями f_1^2, \dots, f_p^2 и обозначается через $M_0 \times_{f_1^2} M_1 \times \dots \times_{f_p^2} M_p$. Оно является некоторым расслоением с базой M_0 и слоями $M_1 \times \dots \times M_p$. Функции f_1, \dots, f_p — непрерывно дифференцируемы.

Теорема 1. На M_0 всегда существует такая система локальных координат u_1, \dots, u_n ($n = \dim M_0$), в которых метрика $ds^2 = ds_0^2 + f_1^2 ds_1^2 + f_p^2 ds_p^2$ принимает следующий вид:

$$ds^2 = ds_0^2 + y_1^2 ds_1^2 + \dots + y_k^2 ds_k^2 + g_{k+1}^2 ds_{k+1}^2 + \dots + g_p^2 ds_p^2,$$

где k — ранг матрицы Якоби функций f_1, \dots, f_p , причем $k \geq 1$, а g_{k+1}, \dots, g_p являются функциями от u_1, \dots, u_k .

Пусть R^+ – положительная полуось, а \tilde{M} – риманово многообразие с метрикой $d\tilde{s}^2$. Произведение $M = R^+ \times \tilde{M}$ с метрикой $ds^2 = dt^2 + t^2 d\tilde{s}^2$ называется конусом над \tilde{M} .

Рассмотрим более общую конструкцию. Пусть 1) M_1, \dots, M_p – римановы многообразия с метриками ds_1^2, \dots, ds_p^2 соответственно,

2) $C^u = (C_1^u, \dots, C_n^u)$ ($u = 1, \dots, p$) – система векторов ранга k , где $1 \leq k \leq \min(p, n)$,

3) U – такая область в евклидовом пространстве E_n , на которой при каждом u либо $f_u = C_a^u x^a > 0$, либо $f_u = C_a^u x^a < 0$, где x^a – прямоугольные декартовы координаты в E_n . Скрещенное произведение $N = U \times_{f_1^2} M_1 \times \dots \times_{f_p^2} M_p$ с метрикой

$$ds^2 = \sum_{a=1}^n (dx^a)^2 + \left(C_a^u x^a \right)^2 ds_u^2 \quad (1)$$

будем называть обобщенным конусом над произведением $M_1 \times \dots \times M_p$.

Теорема 2. Для обобщенного конуса N с метрикой (1) справедливы следующие утверждения: (а) если $1 \leq k = p \leq n$ ($k = \text{rank}(C^1, \dots, C^p)$) и векторы C^1, \dots, C^p взаимно ортогональны, то N является прямым произведением $(n-p)$ -мерного евклидова пространства и p конусов, (б) если $p > n = k$ и среди векторов C^1, \dots, C^p имеется n попарно ортогональных, то N является скрещенным произведением, база которого представляет собой прямое произведение n конусов.

О РАЗРЕШИМОСТИ ЗАДАЧИ ДИРИХЛЕ В ПРОСТРАНСТВАХ С ВЕСОМ

Г. Айрапетян

Пусть B_1 – класс гармонических функций $u(z)$ в верхней полуплоскости $G^+ = \{z, \text{Im } z > 0\}$, удовлетворяющих для любого $y_0 > 0$ неравенству

$$|u(z)| < C \exp|z|^\gamma, \quad \gamma < 1, \quad \text{Im } z > y_0 > 0,$$

где C – постоянная не зависящая от $x = \text{Re } z$, но зависящая, вообще говоря, от y_0 .

В данной работе рассматривается задача Дирихле в следующей постановке: определить действительную гармоническую функцию $u(x, y) \in B_1$ так, чтобы имело место граничное условие

$$\lim_{y \rightarrow 0} \|u(x, y) - f(x)\|_{L^1(\rho)} = 0, \quad (1)$$

где $\rho(x)$ – измеримая неотрицательная функция на действительной оси, такая, что $\rho(x) \in L^\infty(-A, A)$, $\rho^{-1}(x) \in L^\infty(-A, A)$ для любого $A > 0$. (2)

Задачу (2) будем называть нормально разрешимой, если множество функций $f(x) \in L^1(\rho)$, для которых она имеет решение, является замкнутым подпространством в $L^1(\rho)$. Число

$$\alpha = \sup\{\beta; \rho(x)(1 + |x|)^\beta \in L^\infty(-\infty, +\infty)\} < \infty,$$

будем называть порядком особенности функции $\rho(x)$ в бесконечно удаленной точке. Предполагается, что $0 \leq \alpha < \infty$.

Граничные задачи в классах аналитических функций и тесно связанная с ними теория сингулярных операторов в весовых пространствах $L^p(d\mu)$ исследованы в многочисленных работах. Установлено, что для ограниченности сингулярного оператора при $p > 1$, необходимо и достаточно, чтобы мера $d\mu$ была абсолютно непрерывной и производная удовлетворяла условию Макенхаупта [1]. Отметим, что если мера удовлетворяет этому условию, то функция f из класса $L^p(d\mu)$ является также абсолютно интегрируемой по мере Лебега, то есть принадлежит классу L^1 . Однако граничные задачи в классах аналитических функций и, в частности, задача Дирихле, когда граничные условия понимаются в смысле сходимости $L^p(d\mu)$ [2], допускают такое же полное исследование в весовых пространствах при нарушении условия Макенхаупта. Задача Дирихле в единичном круге, когда весовая функция имеет конечное число особых точек конечного порядка, исследована в [3]. Задача Дирихле для RO -меняющейся в особых точках весовой функции исследована в [4]. Задача (2) в полуплоскости в случае степенной весовой функции вида $O(|x - x_0|^\alpha)$, где α – неотрицательное целое число, была исследована в [5].

В настоящей работе исследуется задача (1) в предположении, что $\rho(x) - RO$ -меняющаяся в бесконечно удаленной точке. Устанавливается, что эта задача нормально разрешима.

Литература

1. Гарнет Дж. Ограниченные аналитические функции. – М.: Мир, 1984.
2. Айрапетян Г.М. О задаче Гильберта в смысле L^p , $p > 1$, -сходимости // Доклады АН России. – Т. 38. -1993.
3. Kazarian K.S. Weighted norm inequalities for some classes of singular integrals // Studia. Math. – 1987. - V. 86.
4. Haiapetian H.M. Dirichlet problem in weighted Spaces // Izvest. AN Armenii, Math. – 2001. - V. 36,3.
5. Айрапетян Г.М. О задаче Дирихле в полуплоскости в пространствах с весом // Известия НАН Армении. Mat. - 2001. -Т.36, 5.

НЕРАВЕНСТВА ТИПА С.Н.БЕРНШТЕЙНА В СЛУЧАЕ ОБОБЩЕННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ

Р. Багян

В одной из работ автора введен класс целых функций произвольного роста, обобщающий известный класс С. Н. Бернштейна. Это – класс $B_\sigma^{(\rho)}$ ($1 \leq \rho < 2$, $0 < \sigma < +\infty$) целых функций роста (ρ, σ) , ограниченных в специальных угловых областях комплексной плоскости. Для этого класса установлен фундаментальный результат. Если

$$F(z) \in B_\sigma^{(\rho)}, \quad \text{то } F(z) = \int_0^{+\infty} f(zt) \Phi_{\rho, \mu}(t) dt,$$

где $f(z) \in B_{\frac{1}{\sigma^p}} \cdot (B_{\frac{1}{\sigma^p}} - \text{известный класс С. Н. Бернштейна})$. Для класса $B_\sigma^{(\rho)}$

автором обобщено классическое неравенство С. Н. Бернштейна, а именно, установлено следующее точное неравенство [1]

$$\sup |F^{(k)}(x)| \leq \Phi \left(1 + x \frac{d}{dx}\right) F(x), \quad (1)$$

$$\Phi(s) = \frac{\Gamma(\mu + \frac{s-1}{\rho})}{\Gamma(s)}, \quad k=1,2,3,\dots$$

где $\Phi(1 + x \frac{d}{dx})F(x)$ - оператор, смысл которого определен в монографии М. М. Джрбашяна [2].

Целью данной работы является получение неравенства (1) в терминах дробной Лиувилевской производной. В случае классического неравенства С. Н. Бернштейна это сделано П. И. Лизоркиным в работе [3].

Дробные интеграл и производная произвольного порядка α в смысле Римана-Лиувилля определяются посредством соотношений

$$D^{-\alpha} f(x) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_{-\infty}^x (x-t)^{\alpha-1} f(t) dt, \quad x \in (-\infty, \ell).$$

$$p-1 < \alpha \leq p, p \geq 1, p\text{-целое } D^{\alpha} f(x) = \frac{d^{p-1}}{dx^{p-1}} \left\{ D^{-(p-\alpha)} f(x) \right\}.$$

где $f(x)$ - произвольная функция, интегрируемая в промежутке $(-\infty, \ell)$.

Автором получено неравенство (1), где вместо обычных производных уже фигурируют дробные производные.

Рассмотрим частные случаи.

Если α - целое, то получится теорема 2 из статьи автора [1, с.200].

$$\text{Если } \rho = \mu = 1, \text{ то } F(x) = f(x), \quad \Phi\left(1 + x \frac{d}{dx}\right)F(x) = f(x),$$

и получится неравенство-Лизоркина-Сайвина.

В заключение отметим, что полученное неравенство точное. Как и в случае целых показателей, оно достигается на функции типа Миттаг - Леффлера.

Литература

- Багмян, Р. А. // ДАН АрмССР. - 1981. - Т. 73. - N. 4. - С. 105-201.
- Джрбашян М. М. Интегральные преобразования и представления функций в комплексной плоскости. - М., 1965.
- Лизоркин П. И. // ИАН СССР, сер. мат. - 1965. - Т. 29, N. 5. - С. 109-126.

ՔՎԱԶԻ-ԳՐԻՂԻ ԲԱԶԻՍՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ Սեպհակոպոսյան

1998թ. Վ Տեմյակովը ուսումնասիրել է հետևյալ ալգորիթմը, որն անվանել է Գրիղի ալգորիթմ: Դիցուք X -ը բանախի տարածություն է, $\Psi = \{\psi_k\}_{k=1}^m$, $\|\psi_k\| = 1$, $k = 1, 2, \dots$ այդ տարածությունում բազիս: Այդ դեպքում յուրաքանչյուր $f \in X$ ֆունկցիայի ապարքսիմացիոն սխալը նշանակենք

$$\sigma_m(f, \Psi) = \inf_{\psi_i} \left\| f - \sum_{i=1}^m a_i \psi_i \right\|_X, \quad m = 1, 2, \dots$$

$f \in X$ ֆունկցիայի m -րդ Գրիղի ապարքսիմանտ Ψ' բազիսի նկատմամբ որոշվում է հետևյալ բանաձևով

$$G_m(f, \Psi) = \sum_{k \in \Lambda} a_k(f) \cdot \psi_k$$

որտեղ $\Lambda \subset \{1, 2, 3, \dots\}$ ինդեքսների այնպիսի բազմություն է, որ $\#\Lambda = m$ և տեղի ունի հետևյալ անհավասարությունը

$$|a_n(f)| \geq |a_k(f)|, \quad \text{երբ } n \in \Lambda \text{ և } k \notin \Lambda,$$

իսկ $a_k(f)$ -ն f -ի վերլուծության գործակիցներն են:

Սահմանում 1. Ψ' -բազիսը կոչվում է Գրիղի բազիս, եթե գոյություն ունի այնպիսի հաստատուն $C = C(X, \Psi)$, որ յուրաքանչյուր $f \in X$ ֆունկցիայի համար տեղի ունի

$$\|f - G_m(f, \Psi)\|_X \leq C \cdot \sigma_m(f, \Psi)$$

1998թ. Վ Տեմյակովը ապացուցել է, որ յուրաքանչյուր բազիս, որը L_p - համարժեք է

Հարի բազիսին, Գրիղի բազիս է $L_p(0,1)$, $1 < p < \infty$ տարածության համար:

Սահմանում 2. Ψ' -բազիսը կոչվում է Զվազի-Գրիղի բազիս, եթե գոյություն ունի այնպիսի հաստատուն $C = C(X, \Psi)$, որ յուրաքանչյուր $f \in X$ ֆունկցիայի համար տեղի ունի

$$\|S_\Lambda(f, \Psi)\|_X = \left\| \sum_{k \in \Lambda} a_k(f) \cdot \psi_k \right\|_X \leq C \cdot \|f\|_X$$

2000թ. Պ Վոյտաշչուկը ապացուցել է, որ Ψ' -բազիսը Զվազի-Գրիղի բազիս է այն և միայն այն դեպքում, եթե $\{G_m(f, \Psi)\}$ հաջորդականությունը զուգամիտում է f -ին, յուրաքանչյուր $f \in X$ -ի համար:

2001թ. Վ Տեմյակովը ապացուցել է հետևյալ թեորեմը

Թեորեմ 1. Եռանկյունաչափական համակարգը Զվազի-Գրիղի բազիս չէ L_p , $p \neq 2$ տարածության համար:

Սեզ հաջողվել է ստանալ համանման արդյունք Ռուլչի համակարգի համար: Ապացուցվել է հետևյալ թեորեմները

Թեորեմ 1. Գոյություն ունի ֆունկցիա $f \in L_p$, $\forall p < 2$ այնպես, որ $\{G_m(f, \Psi)\}$

հաջորդականությունը, Ռուլչի համակարգով, չի զուգամիտում f -ին ըստ չափի:

Թեորեմ 2. Գոյություն ունի ֆունկցիա $f \in L_p$, $\forall p < 2$ այնպես, որ $\{G_m(f, \Psi)\}$

հաջորդականությունը, Ռուլչի համակարգով, չի զուգամիտում f -ին L_p մետրիկայով $\forall p > 2$.

ОБ ОДНОЙ ИГРЕ ПРЕСЛЕДОВАНИЯ

К. Сагатемян, Р. Хачатурян

Рассмотрим одну динамическую задачу привития решения.

Пусть U_0, U_1, \dots, U_n - возможные состояния динамической системы в дискретные моменты времени t_0, t_1, \dots, t_n . Эти множества предположим конечными, счетными, либо отрезками действительной оси с борелевскими множествами. Графом состояний системы назовем граф $G = [U, X]$, где $U = \bigcup_{i=0}^n U_i$, $X = \{(u, v) : u \in U_i, v \in U_{i+1}, i = 0, \dots, n-1\}$.

Поведением на графе назовем случайный процесс $\xi = \{\xi_n(t)\}_{u \in U, t \in T}$, где для любых $u \in U_i, v \in U_{i+1}, i = 0, \dots, n-1$ случайные величины u и v независимы.

Каждое поведение на графе индуцирует вероятностное распределение на множестве конечных вершин [2].

Во многих задачах вопрос нахождения оптимального распределения на множестве конечных вершин графа представляется достаточно тривиальным. Намного сложнее находить стратегию, приводящую к данному распределению, то есть приходится решать обратную задачу: по заданному распределению находить оптимальное поведение.

Теорема 1. Для любого вероятностного распределения μ на множестве конечных вершин графа G существует поведение ξ на графе такое, что $\mu = \mu_\xi$.

В качестве примера рассмотрим известную игру "бомбардировщик и корабль" (см., например, [1]). Это игра преследования, в которой у бомбардировщика имеется бомба, которой он может поразить корабль. Корабль (преследуемый) за единицу времени может переместиться на единицу расстояния в некотором секторе моря. Предполагается, что бомба достигает поверхности моря за единицу времени.

Теорема 2. Для любого конечного n и любого сектора возможных движений корабля существует поведение корабля, приводящее к равномерному распределению на множестве всех возможных окончательных местоположений корабля.

Литература

1. Петросян Л.А., Томский Г.В. Дифференциальные игры с неполной информацией. – Иркутск, 1984.
2. Sahatelian K. On Induced Stochastic Processes on Graphs. // Труды международного симпозиума ISDC2002. -С.-Петербург, Россия.

ОБ ОДНОЗНАЧНОЙ РАЗРЕШИМОСТИ ЗАДАЧИ ДИРИХЛЕ ДЛЯ ПРАВИЛЬНО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА

А. Бабаян

Целью настоящей работы является описание необходимых и достаточных условий однозначной разрешимости задачи Дирихле для правильно эллиптического уравнения произвольного порядка.

Пусть D - единичный круг комплексной плоскости $D = \{z : |z| < 1\}$, и Γ - его граница. В области D рассматривается правильно эллиптическое уравнение порядка $2n$, которое в комплексной форме имеет вид

$$\prod_{k=1}^n \left(\frac{\partial}{\partial \bar{z}} - \mu_k \frac{\partial}{\partial z} \right) \prod_{k=1}^n \left(\frac{\partial}{\partial z} - \nu_k \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \right) u = 0, \quad (x, y) \in D. \quad (1)$$

Здесь μ_k и ν_k - различные комплексные постоянные такие, что $|\mu_k| < 1, |\nu_k| < 1$.

$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{\partial}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right)$ - операторы дифференцирования Коши. Решение u уравнения (1) ищется в классе функций, непрерывных по Гельдеру с производными до порядка $2n$ в D и удовлетворяющих условию Гельдера с производными до порядка $n-1$ в $D \cup \Gamma$. На границе Γ решение u удовлетворяет условиям Дирихле:

$$\left. \frac{\partial^k u}{\partial N^k} \right|_{\Gamma} = f_k(x, y), \quad (x, y) \in \Gamma, \quad k = 0, 1, \dots, n-1. \quad (2)$$

Здесь N - внутренняя нормаль к Γ , $f_k \in C^{(n-k), \alpha}(\Gamma)$ - заданные функции ($k = 0, 1, \dots, n-1$). Задача (1), (2) называется однозначно разрешимой, если однородная

задача ($f_k \equiv 0$) не имеет нетривиальных решений, а неоднородная - всегда разрешима. В работе доказываются следующие предложения.

Теорема. Задача Дирихле (1), (2) однозначно разрешима тогда и только тогда, когда выполняются условия:

$$\Delta_l = \begin{vmatrix} 1 - (\nu_1 \mu_1)^l & 1 - (\nu_2 \mu_1)^l & \dots & 1 - (\nu_n \mu_1)^l \\ 1 - \nu_1 \mu_1 & 1 - \nu_2 \mu_1 & \dots & 1 - \nu_n \mu_1 \\ 1 - (\nu_1 \mu_2)^l & 1 - (\nu_2 \mu_2)^l & \dots & 1 - (\nu_n \mu_2)^l \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 - (\nu_1 \mu_n)^l & 1 - (\nu_2 \mu_n)^l & \dots & 1 - (\nu_n \mu_n)^l \\ 1 - \nu_1 \mu_n & 1 - \nu_2 \mu_n & \dots & 1 - \nu_n \mu_n \end{vmatrix} \neq 0 \quad (3)$$

при $l = n+1, n+2, \dots$.

Следствие. Если $\mu_k = \bar{\nu}_k$ при $k = 1, \dots, n$, то задача (1), (2) однозначно разрешима.

Случай $n = 2$ был рассмотрен в [1]. Для произвольного n условия однозначной разрешимости в форме, отличной от (3), были получены Н.Е. Товмасыаном.

Литература

1. Бабаян А.О. Об однозначной разрешимости задачи Дирихле для правильно эллиптического уравнения четвертого порядка // Известия ИАН РА. Сер. Математика. – 1999. -Т. 34, №5. - С. 1-15.

РАСЩЕПЛЯЕМОСТЬ БИЛИНЕЙНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУГРУПП В КОЛЬЦО ГЛАВНЫХ ИДЕАЛОВ

Э.Ароян
/Ванцзор/

Определение. Пусть A, B - коммутативные топологические полугруппы, K - коммутативное кольцо. Билинейное отображение полугрупп A и B в аддитивную группу кольца K называется расщепляющимся, если найдутся гомоморфизмы $g: A \rightarrow K^+$ и $t: B \rightarrow K^+$ в аддитивную группу K^+ кольца K такие, что для любых элементов a из A и b из B выполняется равенство $f(a, b) = g(a) \cdot t(b)$, где " \cdot " - знак операции умножения в кольце K .

Если упорядочить множества элементов полугрупп A и B вполне, то билинейное отображение $f: A \times B \rightarrow K^+$ можно задать матрицей, составленной из элементов кольца K :

$$T_f = \begin{pmatrix} f(a_1, b_1) & \dots & f(a_1, b_n) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ f(a_\alpha, b_1) & \dots & f(a_\alpha, b_n) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$$

Лемма: Билинейное отображение f топологических полугрупп A и B в аддитивную группу K^+ поля K расщепляется тогда и только тогда, когда строки матрицы T_f пропорциональны.

Доказательство. Необходимость. Пусть $f: A \times B \rightarrow K^*$ — расщепляется билинейное отображение, т.е. $f(a,b) = g(a) \cdot t(b)$ для любых элементов a из A и b из B . Тогда

$$f(a_1, b_1) \times f(a_\alpha, b_\beta) = g(a_1) \cdot t(b_1) \cdot g(a_\alpha) \cdot t(b_\beta) = (g(a_1) \cdot t(b_\beta)) (g(a_\alpha) \cdot t(b_1)) = f(a_1, b_\beta) \times f(a_\alpha, b_1)$$

т.е. строки матрицы T_f пропорциональны.

Достаточность. Если все элементы матрицы T_f нулевые, то f является произведением нулевых гомоморфизмов.

Пусть, для определенности $f(a,b) \neq 0$. Положим $g(a_1) = c$, c из K , что $c \neq 0$. Доопределим отображение g и t :

$$t(b_1) = \frac{f(a_1, b_1)}{g(a_1)}; \quad g(a_\alpha) = \frac{f(a_\alpha, b_1)}{t(b_1)}; \quad t(b_\beta) = \frac{f(a_1, b_\beta)}{g(a_1)}$$

Тогда

$$g(a_\alpha + a_\alpha') = \frac{f(a_\alpha + a_\alpha', b_1)}{t(b_1)} = \frac{f(a_\alpha, b_1) + f(a_\alpha', b_1)}{t(b_1)} = g(a_\alpha) + g(a_\alpha')$$

т.е. g — гомоморфизм полугруппы A в K^* . Аналогично t — гомоморфизм B в K^* .

Далее

$$f(a_\alpha, b_\beta) = \frac{f(a_1, b_1) f(a_\alpha, b_\beta)}{f(a_1, b_1)} = \frac{f(a_\alpha, b_1) f(a_1, b_\beta)}{t(b_1) g(a_1)} = \frac{f(a_\alpha, b_1)}{t(b_1)} \cdot \frac{f(a_1, b_\beta)}{g(a_1)} = g(a_\alpha) \cdot t(b_\beta)$$

Таким образом, f расщепляется в произведение гомоморфизмов g и t .

Пусть A — конечно определенная коммутативная топологическая полугруппа с порождающим множеством $\{a_1, a_2, \dots, a_n\}$ и множеством определяющих соотношений: $\alpha_i a_1 + \dots + \alpha_i a_n = \beta_i a_1 + \dots + \beta_i a_n$

$$\alpha_j \beta_j \in \mathbb{Z}_0, \quad i = 1, 2, \dots, m$$

Матрица $M_A = ((\alpha_j - \beta_j))$, $i = 1, 2, \dots, m$ $j = 1, 2, \dots, n$ называется матрицей, определяющей топологическую группу A .

Рассмотрим $\sigma_i: \alpha_i a_1 + \dots + \alpha_i a_n = \beta_i a_1 + \dots + \beta_i a_n$ — определенное соотношение топологической полугруппы A . Если $y(a_i) = c_i \in K$, то $y(\alpha_i a_1 + \dots + \alpha_i a_n) = y(\beta_i a_1 + \dots + \beta_i a_n)$

откуда следует, что $(\alpha_i - \beta_i) c_1 + \dots + (\alpha_n - \beta_n) c_n = 0$. Таким образом, $\begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix}$ — решение

управления $MX=0$.

Обратно, если $\begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix}$ — решение управления $MX=0$, где $c_1, \dots, c_n \in K$, то

положим $y(\alpha_i a_1 + \dots + \alpha_i a_n) = \alpha_i c_1 + \dots + \alpha_n c_n$.

Рассматривается система массового обслуживания с неограниченным числом мест ожидания. Заявка, заставшая в момент своего поступления систему свободной, сразу же начинает обслуживаться. После окончания обслуживания этой заявки прибор приступает к обслуживанию всех накопившихся к этому времени заявок. И вообще, в момент окончания обслуживания пакета (группы) заявок к обслуживанию принимаются все накопившиеся к этому времени заявки. Заявки одного пакета отслуживаются в режиме разделения времени (TSH).

Введем обозначения характеристик, определяющих функционирование системы: a — интенсивность входящего пуассоновского потока;

B — функции распределения длительности обслуживания одной заявки;

$v(x,t)$ — виртуальное время пребывания в системе с временем обслуживания, равным x ;

$\zeta(t)$ — размер пакета, обслуживаемого в момент t , или, если система в момент t свободна, размер последнего пакета, обслуженного до момента t ;

ζ_n — размер n -го пакета.

При $\rho = a\beta_1 < 1$ существуют пределы:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P\{\zeta_n = K\} = \pi_K, \quad K \geq 1, \text{ являющиеся решением системы}$$

$$\pi_j = \sum_i \pi_i \cdot P_{ij}, \quad \sum_i \pi_i = 1 \text{ и определяемые функциональным уравнением}$$

$$\pi(z) = \pi(\beta(a - az)) - (1 - z)\pi(\beta(a)), \quad \pi(1) = 1.$$

$$\text{Здесь } \pi(z) = \sum_{K \geq 1} \pi_K z^K, |z| \leq 1, \quad \beta_1 = \int_0^\infty x dB(x), \quad \beta(s) = \int_0^\infty e^{-sx} dB(x),$$

$$P_{ij} = \begin{cases} \int_0^\infty \frac{(ax)^j}{j!} e^{-ax} dB^*(x), & j > 1 \\ \int_0^\infty \left(\frac{ax}{1!} e^{-ax} + e^{-ax} \right) dB^*(x), & j = 1 \end{cases}$$

Случайный процесс $\xi(t) = \{v(x,t), \zeta(t)\}$ является полурегенерирующим. Согласно предельной теореме, для таких процессов (см. [1]) найден предел:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} E e^{-sv(x,t)} z^{\zeta(t)} = \frac{a}{\pi'(1)} \left\{ \frac{1}{s} [\pi(z\beta(a - a\gamma)) - \pi(z\beta(s + a - a\gamma))] + \frac{1}{a} \pi(z\beta(a)) \right\}.$$

В частности,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} E e^{-sv(x,t)} = \frac{a}{\pi'(1)} \left\{ \frac{1}{s} [\pi(\beta(a - a\gamma)) - \pi(\beta(s + a - a\gamma))] + \frac{1}{a} \pi(\beta(a)) \right\},$$

$$\text{где } \gamma = \int_0^x e^{-vy} dB(y) + e^{-ax} [1 - B(x)], \quad \pi'(1) = \frac{\pi(\beta(a))}{1 - \rho}.$$

Литература

1. Нагапетян Р.Ш. Пакетная обработка заявок в системе M/GI/1 // Молодой научный работник ЕГУ. -1981. -2(34).

АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ПАДАЮЩЕЙ НАКЛОННО НА НЕОДНОРОДНЫЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ, ГРАНИЧАЩИЙ С ДВУМЯ ОДНОРОДНЫМИ СРЕДАМИ

Н.Испирян, А.Хачатрян, А.Петросян

Как известно, уже много лет одной из актуальных проблем теории волн является задача описания волнового поля в сложных средах. К сложным средам относятся, например, системы, параметры которых меняются от точки к точке случайным или произвольным образом. В данной работе нами рассматривается задача определения амплитуд рассеяния гармоничной во времени плоской электромагнитной волны, падающей наклонно на неоднородный диэлектрический слой, граничащий с обеих сторон с двумя различными полубесконечными средами.

Как показывает рассмотрение, основанное на результатах работ [1-3], для определения амплитуд отражения $R_{1,2}^{s,p}$ и прохождения $T_{1,2}^{s,p}$ можно получить систему дифференциальных уравнений, которым удовлетворяют искомые $R_{1,2}^{s,p}$ и $T_{1,2}^{s,p}$ как функции от толщины слоя. Не вдаваясь в детали конкретных вычислений, здесь мы приводим окончательный результат.

Будем определять амплитуды прохождения и отражения S и P волн, как отношения амплитуд электрической и магнитной компонент прошедшей, отраженной полей на амплитуды электрической и магнитной компонент падающего поля:

$$T_{1,2}^s = \frac{E_t^s}{E_0^s}, R_{1,2}^s = \frac{E_r^s}{E_0^s} \quad \text{и} \quad T_{1,2}^p = \frac{H_t^p}{H_0^p}, R_{1,2}^p = \frac{H_r^p}{H_0^p} \quad (1)$$

Введем следующие обозначения $k_{0x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha} \cdot k_{2x} = k_2 \cos \beta$.

$$k_x = \frac{\omega}{c} \varepsilon(x) \sqrt{1 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha}, \quad k_{1x} = k_1 \cos \alpha.$$

Для s волн амплитуды отражения и прохождения $R_{1,2}^s$ и $T_{1,2}^s$ удовлетворяют следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{dT_{1,2}^s(x)}{dx} = -im^s(x)T_{1,2}^s(x)(1 + R_{1,2}^s(x)\exp\{-2ik_{1x}x\}), \quad (2)$$

$$\frac{dR_{1,2}^s(x)}{dx} = -im^s(x)(\exp\{ik_{1x}x\} + R_{1,2}^s(x)\exp\{-ik_{1x}x\})^2 \quad (3)$$

с начальными условиями в точке $x = d$:

$$T_{1,2}^s(d) = \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}} \exp\{i(k_{1x} - k_{2x})d\}, \quad R_{1,2}^s(d) = \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}} \exp\{i2k_{1x}d\}.$$

В (2), (3) введены следующие обозначения:

$$m^s(x) = \frac{k_{0x}^2 - k_{1x}^2 + 2k_{0x}u^s(x)}{2k_{1x}}, \quad u^s(x) = \frac{k_x^2 - k_{0x}^2}{2k_{0x}}.$$

Для p волн амплитуды отражения и прохождения $R_{1,2}^p$ и $T_{1,2}^p$ удовлетворяют следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\frac{dT_{1,2}^p(x)}{dx} = -i(m_1 + m_2)T_{1,2}^p(x) - i(m_1 - m_2) \cdot \exp\{-2ik_{1x}x\}R_{1,2}^p(x)T_{1,2}^p(x), \quad (4)$$

$$\frac{dR_{1,2}^p(x)}{dx} = -2i(m_1 + m_2)R_{1,2}^p(x) - i(m_1 - m_2) \cdot (\exp\{i2k_{1x}x\} - \exp\{-i2k_{1x}x\})R_{1,2}^p(x)^2 \quad (5)$$

с начальными условиями в точке $x = d$:

$$T_{1,2}^p(d) = \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + \varepsilon_1 k_{2x}} \exp\{i(k_{1x} - k_{2x})d\}, \quad R_{1,2}^p(d) = \frac{k_{1x} - \varepsilon_1 k_{2x}}{k_{1x} + \varepsilon_1 k_{2x}} \exp\{i2k_{1x}d\}.$$

В (4), (5) введены обозначения

$$m_1(x) = \frac{k_{0x}^2 - k_{1x}^2 + k_{0x}((u_1^p(x) + u_2^p(x)))}{2k_{1x}}, \quad m_2(x) = \frac{k_{1x}}{2k_{0x}}(u_1^p(x) - u_2^p(x)),$$

$$u_1^p(x) = -\frac{k_{0x}^2(2 - \varepsilon(x)) - k_x^2/\varepsilon(x)}{2k_{0x}}, \quad u_2^p(x) = \frac{k_x^2/\varepsilon(x) - k_{0x}^2\varepsilon(x)}{2k_{0x}}.$$

Согласно (2)–(3) и (4)–(5), искомые амплитуды рассеяния определяются как значения функций $T_{1,2}^{s,p}(x)$ и $R_{1,2}^{s,p}(x)$ в точке $x = 0$:

$$T_{1,2}^{s,p} \equiv T_{1,2}^{s,p}(x=0) \quad \text{и} \quad R_{1,2}^{s,p} \equiv R_{1,2}^{s,p}(x=0). \quad (6)$$

Как видно из вышеизложенного, амплитуды прохождения и отражения для s и p поляризованных плоских волн, падающих наклонно на неоднородный диэлектрический слой, граничащий с двумя различными полубесконечными однородными средами как функции от толщины слоя, удовлетворяют нелинейным уравнениям типа Риккати с начальными условиями.

Авторы выражают благодарность Д.Седракиану за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Sedrakian D.M., Gevorgyan A.H., Khachatryan A.Zh. // Opt. Comm. – 2001. – V.195, 1.
2. Хачатрян А.Ж., Седракиан Д.М., Испирян Н.М. // Астрофизика. – Т. 44, 634.
3. Испирян Н.М., Хачатрян А.Ж., Петросян А.В. Годичная научная конференция ГИУА, т. 1. – Ереван, 2001. – С. 32.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНА В НЕОГРАНИЧЕННОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

А. Хачатрян, Г. Андreasян, Ю. Айрапетян

Как известно, изучение свойств движения электрона в периодическом поле началось очень давно, и до сих пор данная задача служит основой для грубого описания спектра зонной теории кристаллического твердого тела. В работе [1] рассматривалась модель Кроннига-Пенни для одномерного неограниченного периодического потенциала, для которого было показано, что каждое из уравнений, определяющих границы разрешенных зон, разделяется на два уравнения. Основываясь на этом, авторам, в частности, удалось выявить эффект соприкосновения разрешенных зон, который имеет место при определенном выборе параметров задачи. В данной работе мы приводим обобщения результатов работы [1] для случая, когда эффективная масса электрона в однородных слоях сверхрешетки различна.

Рассмотрим структуру, представляющую собой периодическое повторение двух однородных слоев с толщинами d_1 и d_2 , внутри которых электрон обладает потенциальными энергиями V_1 , V_2 (далее для определенности положим $V_2 > V_1 = 0$) и характеризуется эффективными массами m_1 , m_2 соответственно. Для рассматриваемой модельной задачи уравнения определяющие границы зон, имеют следующий вид [2]

$$\cos q_1 d_1 \cos q_2 d_2 - \frac{m_2^2 q_1^2 + m_1^2 q_2^2}{2m_1 m_2 q_1 q_2} \sin q_1 d_1 \sin q_2 d_2 = 1, \quad (1)$$

$$\cos q_1 d_1 \cos q_2 d_2 - \frac{m_2^2 q_1^2 + m_1^2 q_2^2}{2m_1 m_2 q_1 q_2} \sin q_1 d_1 \sin q_2 d_2 = -1, \quad (2)$$

где введены следующие обозначения:

$$q_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E, \quad q_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_2).$$

Переходя к половинным углам $q_1 d_1 / 2$ и $q_2 d_2 / 2$, можно показать, что каждое из уравнений (1), (2) представляет собой два уравнения

$$\operatorname{tg} \frac{q_1 d_1}{2} = -\frac{m_2 q_1}{m_1 q_2} \operatorname{tg} \frac{q_2 d_2}{2}, \quad \operatorname{tg} \frac{q_1 d_1}{2} = \frac{m_1 q_2}{m_2 q_1} \operatorname{tg} \frac{q_2 d_2}{2}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \frac{q_1 d_1}{2} = \frac{m_2 q_1}{m_1 q_2} \operatorname{ctg} \frac{q_2 d_2}{2}, \quad \operatorname{tg} \frac{q_1 d_1}{2} = \frac{m_1 q_2}{m_2 q_1} \operatorname{ctg} \frac{q_2 d_2}{2}. \quad (4)$$

Уравнения (3), (4) определяют границы нечетных и четных запрещенных зон в надбарьерной области энергий. Уравнения, определяющие границы зон, находящихся в подбарьерной области энергий ($E < V_2$), получаются из (3), (4) путем аналитического продолжения ($q_2 = i\gamma$). Из (2), (4) видно, что в надбарьерной области энергий может иметь место эффект соприкосновения разрешенных зон или, что то же самое, равенство нулю ширины запрещенной зоны. Для этого в случае нечетной запрещенной зоны необходимо потребовать одновременного выполнения обоих уравнений (3), а в случае четной запрещенной зоны - обоих уравнений (4).

В случае нечетной запрещенной зоны равенство нулю ее ширины дается условием

$$q_1 d_1 = n_1 \pi \quad \text{и} \quad q_2 d_2 = n_2 \pi, \quad (5)$$

где n_1 , n_2 являются одновременно четными или одновременно нечетными числами.

Равенство нулю четной запрещенной зоны также дается условием (5), но здесь, в отличие от случая нечетной зоны, числа n_1 , n_2 должны иметь различную четность, т.е. если n_1 четно, то n_2 нечетно, и если n_1 нечетно, то n_2 четно. Из первого уравнения (5) непосредственно следует, что значения энергий, для которых происходит соприкосновение разрешенных зон не зависят от параметров m_2 и V_2 , характеризующих барьерную область:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m_1 d_1^2}, \quad V = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left(\frac{n_1^2}{m_1 d_1^2} - \frac{n_2^2}{m_2 d_2^2} \right). \quad (6)$$

Последнее равенство (6) выражает связь между значениями независимых параметров задачи, при которых имеет место эффект соприкосновения зон.

Авторы выражают благодарность Д.М. Седракиану за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Хачатрян А.Ж., Седракиан Д.М. // Изв.НАН Армении, Физика (в печати).
2. Bastard G., Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. - Les Ulis, France, 1990.

В работе предложен способ экспериментального исследования угловой когерентности рентгеновского характеристического излучения точечного источника. Разработана особая система, состоящая из трехблочного интерферометра, работающего в режиме четырехблочного интерферометра.

Известно, что когерентными друг относительно друга являются только волны, принадлежащие одному и тому же акту испускания одного и того же атома. Следовательно, если излучение одного акта испускания атома расщепить на два или несколько пучков и после прохождения ими различных путей наложить эти пучки друг на друга, то мы получим интерференционную картину [1]. Именно это осуществляется в интерферометрах, в частности, в рентгеновских интерферометрах, а также при когерентном рассеянии рентгеновских лучей в кристаллах [2-4].

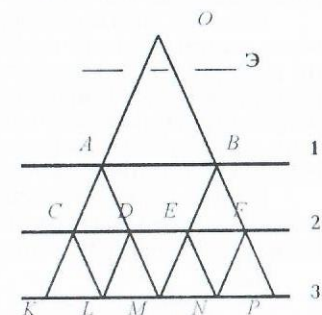
На основании вышесказанного можно провести исследование очень интересно и почти неизученного вопроса: распространяется ли излучение, принадлежащее одному и тому же акту испускания одного и того же атома, во всех направлениях от атома, или же оно распространяется в ограниченном телесном угле, в вершине которого расположен этот атом?

Для получения однозначного ответа на этот вопрос, необходимо исследовать угловую когерентность рентгеновского характеристического излучения, т.е., пропуская излучение от одного и того же точечного источника (атома) одновременно в двух разных направлениях и накладывая эти пучки друг на друга после прохождения ими разных путей, исследовать интерференционную картину, полученную в результате этого наложения, в зависимости от угла между исходными направлениями пучков. Если данный акт испускания характеристического излучения ограничен какой-либо угловой областью β , то при угле α между исходными направлениями пучков большим, чем β , интерференционная картина, полученная наложением этих пучков, исчезнет.

Для экспериментального исследования степени угловой когерентности рентгеновского характеристического излучения точечного источника необходимо наблюдать интерференцию двух пучков характеристического излучения, выходящих из одного и того же точечного источника под разными углами. Исследовав эту интерференционную картину в зависимости от угла между интерферирующими пучками, мы можем определить максимальный угол когерентности пучков друг относительно друга.

Для проведения таких исследований нами разработана особая система состоящая из трехкристального интерферометра, работающего в режиме четырехкристального интерферометра (см. рис.).

Расстояние между первым блоком 1 интерферометра и источником, а также между первым и третьим 3 блоками интерферометра одинаковое, поэтому ход лучей в интерферометре имеет следующий вид. При помощи экрана Э, непрозрачного для рентгеновских лучей и имеющего две щели, от источника O выделяются два пучка OA и OB , составляющие друг с другом угол 2θ , где θ - угол Брэгга. Пучки OA и OB падают под углами отражения по Лауэ на первый блок 1 интерферометра, где каждый из них расщепляется на два пучка: OA - на AC и AD , а OB - на BE и BF . Достигнув второго блока 2 интерферометра, каждый из по-



вых пучков AC , AD , BE и BF также расщепляется на два, и в результате получаем восемь пучков: CK , CL , DL , DM , EM , EN , FN и FP . Если расстояния между тремя блоками интерферометра одинаковые, то на третьем блоке 3 в точке L пучки CL и DL , а в точке N пучки EN и FN наложатся друг на друга, т.е. получим два интерферометра $ACLDA$ и $BENFB$. В то же время, если первый блок 1 интерферометра окажется точно на середине расстояния между источником O и третьим блоком 3, то пучки DM и EM наложатся друг на друга в точке M , и мы получим третий интерферометр $OAMBO$.

В первых двух интерферометрах интерференционные картины в точках L и N не зависят от величины угла 2θ , так как независимо от θ пучки AC и BE всегда когерентны соответственно с пучками AD и BF . Между тем в точке M интерференционная картина получится только в том случае, если пучки OA и OB когерентны друг относительно друга. Таким образом, именно интерферометром $OAMBO$ можно проверить когерентность пучков OA и OB .

Решение поставленной задачи - экспериментальное доказательство некогерентности пучков волн, выходящих из точечного источника под большими углами, - фактически сводится к обнаружению исчезновения интерференционной картины в точке M третьего блока 3 интерферометра в ходе увеличения угла между пучками OA и OB . При проведении эксперимента необходимо иметь в виду следующие обстоятельства.

При нарушении равенства расстояний между источником O , первым блоком 1 и третьим блоком 3 интерферометра мы не получим интерференционной картины в точке M , так как пучки DM и EM не наложатся друг на друга. Интерференционные же картины в интерферометрах $ACLDA$ и $BENFB$ не зависят от соотношения этих расстояний, и, следовательно, их можно использовать как контрольные интерферометры для проверки годности общей системы: интерференционная картина в них из-за изменения угла θ также не должна исчезнуть. Поэтому необходимо принять меры для поддержания одинаковых расстояний между источником, первым и третьим блоками интерферометра.

Вулф-бронговский угол θ отражения от атомных плоскостей интерферометра по Лауэ может быть изменен либо изменением порядка отражения, либо изменением длины волны характеристического излучения. Поэтому эксперимент необходимо выполнить при различных порядках отражения и с разными длинами волн характеристического излучения.

Для достижения большей точности в установлении одинаковых расстояний между источником, первым и третьим блоками интерферометра необходимо иметь особое приспособление для точного смещения интерферометра относительно источника.

Наконец, необходимо иметь в виду то, что подходящим материалом для изготовления рентгеновских интерферометров являются кремниевые монокристаллы. Поэтому размеры интерферометра (т.е. расстояния между блоками) будут ограничены размерами исходных кремниевых кристаллов, т.е. будут порядка нескольких сантиметров. Отсюда вытекает новое требование при выборе источника: источник должен быть таким, чтобы была возможность расположения интерферометра на расстоянии нескольких сантиметров от фокуса трубки.

Видимо вопрос угловой когерентности может быть поставлен не только для рентгеновского характеристического излучения, но и для световых, электронных и нехарактеристических рентгеновских лучей.

Литература

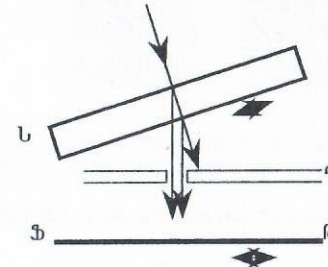
1. Зоммерфельд А. Оптика. - М.: Наука, 1953.
2. Bonse U., Hart M. // Appl. Phys. Letters - 1965 - V. 6, 155.
3. Bonse U., Graffe W. // J. Appl. Phys. - 1977 - V22, 93.
4. Abovyan A.O. // Crust. Res. Technol. - 1996 - V 31, 513.

ՄԵԾ ԼՈՒԾՈՂ ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՄԲ ՊՐՈՅԵԿՏԻՈՆ ՏԵՂԱԳՐԵՐԻ ՍՏԱՑՄԱՆ ՌԵՆՏԳԵՆԱԻՆՏԵՐՖԵՐՅԵՐԱԶԱՓԱԿԱՆ ՄԵԹՈՂ

Ա. Արոյան, Ա. Խզարյան

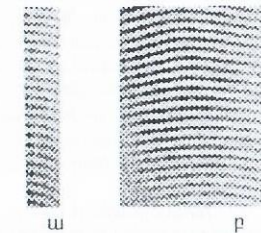
Հայտնի է բյուրեղների անկատարելության հետազոտման պրոյեկցիոն տեղագրության եղանակ [1], որի իմաստը հետևյալն է ժապավենաձև մեներման դեներման ճառագայթը Բրեգի անկյան տակ ուղղում են հետազոտվող բյուրեղի անդրադարձնող հարթություններին (ճկ.1): Բյուրեղի ուսումնասիրվող մասի ամբողջական դիֆրակցիոն պատկերն ստանալու համար ֆոտոթիթեղն (ՖԹ) ու նմուշը (Ն) զուգահեռ և համաժամանակյա տեսածրում են (սկանրոն) ընկնող ճառագայթի նկատմամբ պահպանելով Բրեգի անկյան մեծությունը: Մակայն այդ եղանակը, որը լայն կիրառություն է գտել բյուրեղների անկատարելությունների ուսումնասիրության ոլորտում, իր բոլոր առավելություններով հանդերձ ունի մի էական թերություն: Եթե ինտերֆերաչափերից ստացված դիսլոկացիաների գծերի կամ ինտերֆերենցիոն շերտերի պատկերներն ուղղահայաց են տեսածրման ուղղությանը և ունեն մեծ խտություն, ապա այդ շերտերի պատկերները պրոյեկցիոն տեղագրի վրա անհետանում են:

Իրոք, տեսածրման ժամանակ ֆոտոթիթեղն ու նմուշը միասին տեղաշարժվում են առաջնային փնջի նկատմամբ, իսկ ֆոտոթիթեղի վրա տեղաշարժվում են նաև դիֆրակցիոն պատկերի գծերը տեսածրման ուղղությամբ, և նրանց մեծ խտությունների դեպքում կարող են վերադրվել մեկը մյուսի վրա: Այդ դեպքում կանհետանա դիֆրակցիոն պատկերի կառուցվածքը:



Ճկ. 1. Պրոյեկցիոն տեղագրի ստացման սխեման

Պրանում կարելի է համոզվել փորձերի օգնությամբ: Դիտարկենք հետևյալ մասնավոր դեպքերը.

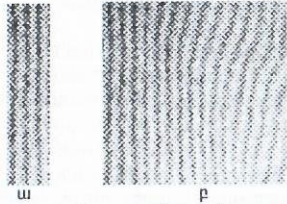


Ճկ. 2. Գործողական շերտերով մուտքի պատկերները. ա-սեկցիոն տեղագիր, բ-պրոյեկցիոն տեղագիր

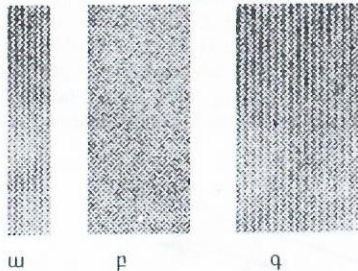
1) Ենթադրենք ինտերֆերենցիոն շերտերը տեսածրման ուղղության երկայնքով զուգահեռ գծեր են: Այս դեպքում անկախ պրոյեկցիոն տեղագրերի վրա իրենց խտությունից, նրանք պահպանվում են: Ճկ.2-ում ցույց է տրված այդ դեպքը: Ինչպես սեկցիոն (ճկ.2ա), այնպես էլ պրոյեկցիոն տեղագրերի վրա (ճկ.2բ) հորիզոնական գծերը լավ երևում են:

2) Դիտարկենք այն դեպքը, երբ դիֆրակցիոն պատկերի շերտերն ուղղահայաց են տեսածրման ուղղությանը: Այս դեպքում անհրաժեշտ է տարբերել շերտերի մեծ և փոքր պարբերությունները: Երբ շերտերի միջև հեռավորությունը մեծ է (փոքր խտություն), ինչպես սեկ-

ցիոն, այնպես էլ պրոյեկցիոն տեղագրերի վրա ինտերֆերենցիոն շերտերը պահպանվում են (նկ. 3 ա և բ), իսկ փոքր հեռավորությունների (մեծ խտություն) դեպքում



Նկ. 3. Փոքր պարբերություններով ուղղաձիգ շերտերով մուարի պատկերներ. ա-սեկցիոն տեղագիր, բ-պրոյեկցիոն տեղագիր



Նկ. 4. Փոքր պարբերություններով ուղղաձիգ շերտերով մուարի պատկերներ. ա-սեկցիոն տեղագիր, բ-պրոյեկցիոն տեղագիր, գ-քայլային տեղագիր

սեկցիոն տեղագրերի վրա ստացված մուարի շերտերը (նկ.4ա) պրոյեկցիոն (տեսածրման) տեղագրերում կորչում են (նկ.4բ):

3) եթե շերտերը դասավորված են $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$ անկյան տակ, որտեղ β -ն շերտերի և

տեսածրման ուղղությամբ կազմված անկյունն է, շերտերի ցայտունությունը պրոյեկցիոն տեղագրերի վրա, կախված անկյունից և շերտերի պարբերությունից, փոքրանում է: Չետևաբար, կարելի է միարժեքորեն ապացուցված համարել, որ սովորական պրոյեկցիոն տեղագրերում ոչ բոլոր դիսկոկացիաների և ոչ բոլոր ինտերֆերենցիոն շերտերի պատկերներն են ստացվում: Այս բացը լրացնելու համար ներկա աշխատանքում առաջարկվում է ռենտգենյան պրոյեկցիոն տեղագրերի ստացման մեծ լուծաչափությունով օժտված եղանակ, պրոյեկտման մի մեթոդ, որով պրոյեկցիոն տեղագրում դրոշմվում են դիֆրակցված փնջի բոլոր շերտերն անկախ նրանց խտությունից և ուղղությունից: Այս նպատակին կարելի է հասնել առանձին ընկնող փնջի նկատմամբ նմուշի և ռենտգենյան ֆոտոթիթեղի քայլային սինխրոն-համընթաց շարժման օգնությամբ:

Աշխատանքում ներկայացվում է տեսածրման մեթոդ, որը զերծ է պրոյեկցիոն տեղագրության՝ վերևում քվարկված մեթոդների բոլոր թերություններից:

Առաջարկվող մեթոդում իրականացվել են փորձի հետևյալ ձևափոխությունները.

- 1) Նմուշի և ֆոտոթիթեղի տեսածրումը կատարվում է տարբեր ուղղություններով, բյուրեղը տեղաշարժվում է ինքն իրեն զուգահեռ, իսկ թիթեղը՝ դիֆրակցված (անորոշարձած) ճառագայթին ուղղահայաց:
- 2) Տեսածրումը քայլային է. բյուրեղի և ֆոտոթիթեղի քայլերը տարբեր են: Բյուրեղի քայլը հավասար է առաջնային փնջի լայնությանը, իսկ թիթեղինը՝ դիֆրակցված (անորոշարձած) ճառագայթի լայնությանը:

Էլենելով հետազոտման արդյունքներից՝ կարելի է անել հետևյալ եզրակացությունը.

Ապացուցված է, որ տեսածրման սովորական մեթոդները միշտ չէ, որ տալիս են բյուրեղների անկատարելությունների պատկերները, հաճախ բյուրեղների անկատարելությունների

դիֆրակցիոն պատկերների տեսանելիությունն ընկնում է մինչև զրո: Երբ տեսածրման ուղղությունն ուղղահայց է փոքր պարբերություններով ինտերֆերենցիոն շերտերին, բյուրեղների անկատարելությունների սեկցիոն դիֆրակցիոն պատկերները տեսածրման ժամանակ հաճախ անհետանում են, պրոյեկցիոն տեղագրերի վրա դառնում են անտեսանելի:

Գրականություն

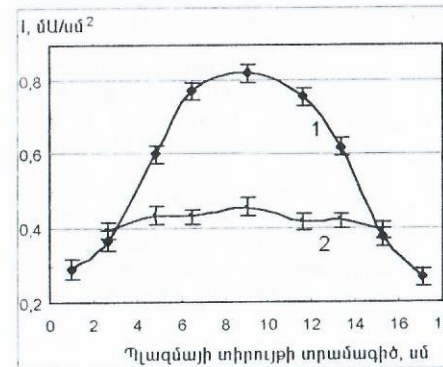
1. Lang, A. R. //Lang Acta Cryst. - 1959. - V. 12, 249.

ԱԼՄԱՏԱՆՄԱՆ ԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱՍԵՌ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԱՃԵՑՈՒՄԸ ԻՈՆԱՅԻՆ ԱՐԲՅՈՒՐ-ՀԱՐԹԱԿ ՄԻՋԱԿԱՅՔՈՒՄ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ԴԵԿԱՎԱՐՄԱՄԲ

Ե. Ենգիբարյան, Ա. Ոսկանյան, Ս. Ոսկանյան, Ժ. Փանոսյան

Ալմաստանման ածխածնային թաղանթների (ԱԱԹ) ստացումը իոնապլազմային եղանակով հնարավորություն է տալիս էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի օգնությամբ կառավարել ածխաջրածնային միացությունների տրոհումը իոնների, կարգավորել հարթակին հասնող իոնների հոսքի մեծությունը և ապահովել փոքր (10 սմ^2) մակերեսի վրա համասեռ կառուցվածք [1]:

Աշխատանքի նպատակն էր ուսումնասիրել պլազմայում տեղի ունեցող ֆիզիկական պրոցեսների ազդեցությունը պլազմայի համասեռության վրա: Ֆիզիկական պրոցեսները ղեկավարելու և ավելի մեծ մակերեսի վրա համասեռ ԱԱԹ ստանալու նպատակով մշակվել և պատրաստվել է ղեկավարվող պոտենցիալներով էլեկտրոդային համակարգ: Կատարվել է ածխածնի իոնների կինետիկ էներգիայի գնահատումն պոտենցիալային դաշտի դեպքում: Հաշվարկելով իոնային աղբյուր-հարթակ պոտենցիալային դաշտում իոնի ձեռք բերած միջին արագությունը՝ որոշվել է իոնների ձեռք բերած կինետիկ էներգիան: Հարթակը ռմբակոծող իոնների կոնցենտրացիայի բաշխվածության ուսումնասիրությամբ պարզվել է, որ չափված իոնային հոսանքի արժեքները հարթակի տարբեր կետերում փոփոխվում են նկ.1, կոր1 -ում բերված օրինաչափությամբ: Ինչպես երևում է նկար 1-ից, 10% -ից փոքր անհամասեռությամբ իոնային հոսանքի տիրույթի տրամագիծը կազմում է 6 սմ: Այդ տիրույթում ստացված թաղանթներն ունեն օպտիկական (R, T) և մեխանիկական (միկրոկարծրություն, կաշռողունակություն) արժեքների փոքր ցրվածություն: Ավելի մեծ տակդիրի վրա ստացվող թաղանթի համասեռության տիրույթի մեծացման նպատակով պատրաստվել են տարբեր կառուցվածքի էլեկտրոդներ, և նրանց վրա կիրառվել են +300: -400 Վ լարումներ:



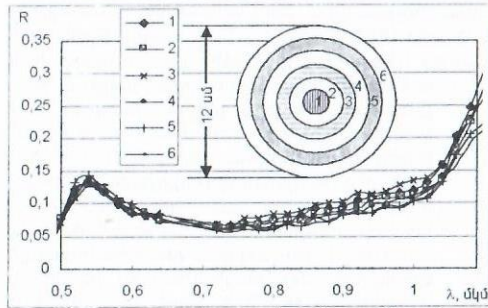
Նկ. 1. Հարթակի վրա պլազմային հոսանքի խտության կախվածությունը պլազմայի տիրույթի տրամագծից. 1- առանց դիաֆրագմայի, 2- դիաֆրագմայով:

Արդյունքում, իոնային հոսանքի խտության արժեքի մինչև 10% շեղման դեպքում, համասեռ թաղանթի ստացման տիրույթի տրամագիծը դարձել է ~12 սմ (նկ. 1, կոր 2): Լրացուցիչ էլեկտրոդների միջոցով պոտենցիալային դաշտի ղեկավարումը, թույլ է տվել փոքրացնել հարթակին հասնող իոնային փնջում տարբեր ռադիկալների (C_2H_2) բաղադրությունը և ստանալ համասեռ կառուցվածքով ԱԱԹ: Այդ ռադիկալների մեծ բաղադրությունը իոնային փնջում հանգեցնում է ձևավորվող թաղանթի կառուցվածքային տարբեր արատների առաջացմանը:

Էլենելով իոնների միջոցով կատարվել են նաև իոնների գտնում ըստ էներգիայի [2]: Էլեկտրոդին կիրառված լարման փոփոխությունը -50...400 Վ հանգեցնում է իոնների կինետիկ էներգիայի՝ համապատասխանաբար 20...80 էվ փոփոխությանը: Հարթակին դրական պոտենցիալի կիրառման դեպքում տեղի է ունենում իոնների հոսքի խտության նվազում և հար-

թակի վրա ածեցված թաղանթում գերակշռում է գրաֆիտային փուլը, այդ պատճառով ԱԱԹ-ները չեն ունենում պաշտպանիչ հատկություններ: Չարթակին բացասական շեղման լարում կիրառելու դեպքում մեծանում է հարթակը ռմբակոծող իոնների կինետիկ էներգիան (մինչև 80 էՎ), իսկ իոնների հոսքը ձեռք է բերում բավարար խտություն (0,8 մԱ/սմ²): Իոնների կինետիկ էներգիայի մեծացման դեպքում ձևավորվող թաղանթում ռադիկալների ներդրման հավանականությունը փոքրացնելու նպատակով տեղադրվել է իոնիզացնող էլեկտրոդ: Այդ էլեկտրոդից էլեկտրոնների էմիսիայի շնորհիվ տեղի է ունենում խոշոր ռադիկալների տրոհում, և նրանց խտությունը պլազմայում փոքրանում է, չնայած մեծանում է նաև պլազմայում C⁺⁺ և H⁺ իոնների չեզոքացումը, որի պատճառով իոնային հոսանքի խտությունը նվազում և դառնում է 0,75 մԱ/սմ², և ԱԱԹ-ի ձևավորման արագությունը փոքրանում է 5 - 10%-ով՝ կախված էլեկտրոդին կիրառված պոտենցիալից:

Ստացված ԱԱԹ-ների օպտիկական, մեխանիկական և էլեկտրական պարամետրերի չափումների արդյունքները թույլ են տվել եզրակացնել, որ 113 սմ² մակերեսի վրա ածեցվում է համասեռ ԱԱԹ: ԱԱԹ մակերևութային դիմադրության արժեքների ցրվածությունը d=12սմ նմուշի տարբեր կետերում փոքրանում է և գտնվում է 300-350 Օհմ/Մ տիրույթում: Նկ. 2-ում բերված է Si-ի մակերևութային ածեցված ԱԱԹ անդրադարձման գործակցի սպեկտրային կախվածությունները՝ չափված նույն նմուշի մակերևութի տարբեր կետերում, ունեն նմանատիպ տեսք և արժեքներ:



Նկ. 2. Պլազմայի տարբեր տիրույթներում ստացված նմուշների համար անդրադարձման գործակցի սպեկտրալ կախվածությունները: Պլազմայի համապատասխան տիրույթները բերված են նկարի վերին ներդիրում:

Գրականություն

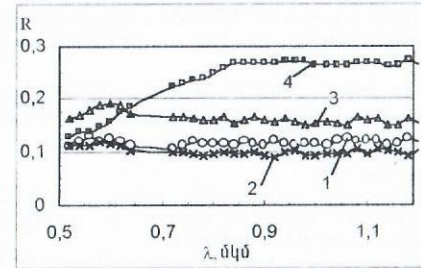
1. Енгибарян Е., Восканян С., Восканян А., Степанян А., Паносян Ж. Выращивание алмазоподобной углеродной пленки на поверхности кремниевого солнечного элемента // Полупроводниковая микроэлектроника. Материалы третьей национальной конференции. -Севан, -Ереван. - 2001. - С. 267-271.
2. Пашнев В.К. и др. Рост алмазные покрытия в смеси рабочих газов H₂+CH₄ и H₂+Ar+CH₄ в тлеющем разряде, стабилизированном магнитным полем. Сбор. докладов 5-го Между. Симпоз. «Алмазные пленки и пленки родственных материалов». - Харьков. - 2002. - С. 6-10.

ՄԵԾ ԼՈՒՄԱԹԱՓԱՆՑԵԼԻՌԻԹՅԱՆ ԱԾԻԱԾՆԱՅԻՆ ԱՆՄԱՍՏԱՆՄԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՍՏԱՅՈՒՄԸ ԼՐԱՑՈՒՑԻՉ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՂՆԵՐԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՄԲ

Ս. Բերբերյան, Ե. Ենգիբարյան, Ս.Ոսկանյան, Ա. Ստեփանյան, Ժ. Փանոսյան

Կիսահաղորդչային ֆոտովոլտային կերպափոխիչների (ՖՎԿ) լուսավորվող մակերևութի պաշտպանիչ շերտին ներկայացվող պահանջներից կարևորագույնը՝ թաղանթների մեծ լուսաթափանցելիությունն (ԼԹ) է և փոքր անդրադարձման գործակիցը: Աշխատանքի նպատակն է ուսումնասիրել մեծ ԼԹ ապահովող ածխածնային պլազմատանման թաղանթների

(ԱԱԹ) ստացման տեխնոլոգիական ռեժիմները: ԱԱԹ-ի կառուցվածքի բազմազանությունը՝ գրաֆիտային փուլի գերակշռումից մինչև պլանտայինը, կախված տեխնոլոգիական պարամետրերի ընտրությունից, հնարավորություն է տալիս ստանալ տարբեր ԼԹ պաշտպանիչ թաղանթներ: Տեխնոլոգիական ռեժիմների փոփոխությամբ ստացված թաղանթների հատկությունների ուսումնասիրումից պարզվել է, որ համապատասխան կառուցվածքի ձևավորման վրա մեծ ազդեցություն ունեն պլազմայում իոնային հոսանքի խտության բաշխվածության համասեռությունը և թաղանթ ձևավորող իոնների էներգիան: Այդ նպատակով իոնային աղբյուր-հարթակ միջավայրում տեղադրված էլեկտրոդների համակարգի օգնությամբ և պոտենցիալային դաշտի ղեկավարմամբ, հնարավորություն է ստեղծվել պլազմայում իոնները տարանջատել ըստ էներգիայի[1]: Բացի C⁺⁺, C⁺ և H⁺ իոններից Si մակերևույթը ռմբակոծում են նաև տարբեր տիպի ռադիկալներ, որոնք բավարար էներգիա ունենալու դեպքում (>50 էՎ) Si մակերևութային տրոհվում են C, H և H₂, որոնցով էլ պայմանավորվում են թաղանթի կառուցվածքը և նրա հատկությունները [2]: Փորձերի արդյունքում պարզվել է, որ ՖՎԿ -ի բարձր էֆեկտիվություն ապահովելու համար անհրաժեշտ է, որ Si կերպափոխիչի մակերևութային որոշակի խորության վրա (~10 նմ), իոնների մեծ էներգիայի շնորհիվ, տեղի ունենա իոնների ինպլանտացիա և ձևավորվի SiC բուֆերային շերտ, որի վրա հետագայում կաճի ԱԱԹ: Այդ բուֆերային շերտը ապահովում է ինչպես ԱԱԹ բարձր աղիեզիան, այնպես էլ ձևավորվող թաղանթի պլանտանման կառուցվածքը:

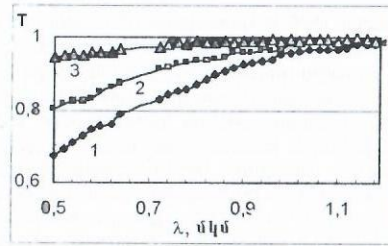


Նկ. 1. Սապֆիրե տակդիրի վրա ածեցված ԱԱԹ-ների անդրադարձման գործակցիցների սպեկտրալ կախվածությունները շեղման տարբեր լարումների դեպքում:
1-սապֆիր՝ առանց ծածկույթի, 2- 300Վ, 3- 200Վ, 4- 100 Վ, :

Իոնային աղբյուրում ածխաջրածնի մոլեկուլները իոնների (C⁺⁺, C⁺, H⁺, C_nH_y⁺) տրոհումից հետո, փոխադրահայաց էլեկտրական և մագնիսական դաշտում ձեռք բերելով որոշակի էներգիա, մտնում են լրացուցիչ ձևավորված պոտենցիալային դաշտ: Կիրառված պոտենցիալի տարբեր արժեքների դեպքում (+300 ÷ -350 Վ) ածեցվել են ԱԱԹ -ներ սիլիցիումի, սապֆիրի և քվարցի հարթակների վրա: Սապֆիրի վրա ստացված նմուշների անդրադարձման գործակցի սպեկտրալ կախվածությունները բերված են նկ. 1-ում, որտեղից հետևում է, որ կիրառված լարման փոփոխությունը հանգեցնում է անդրադարձման գործակցի արժեքների զգալի փոփոխության: Լարումների որոշակի արժեքների տիրույթում անդրադարձման գործակցիցները զգալի տարբերվում են, որը պայմանավորված է ինչպես ռմբակոծման հետևանքով սապֆիրի մակերևութային անդրադարձման փոփոխությունից, այնպես էլ ածեցված թաղանթի կառուցվածքում պլանտային և գրաֆիտային փուլերի հարաբերակցությունից: Ալմաստային փուլը գերակշռում է (Նկ. 1, կոր 2) այն դեպքում, երբ ԱԱԹ ձևավորող իոնների էներգիան >50 էՎ: Կիրառված լարման փոքր արժեքների դեպքում (Նկ. 1, կոր 3 և 4), որը համապատասխանում է ձևավորող իոնների փոքր էներգիաներին, թաղանթում գերակշռում է գրաֆիտային փուլը: Եներգիայից դիաֆրագմաների և նրանց վրա կիրառված լարումների օգնությամբ հաջողվել է ստանալ մանր հատիկային կառուցվածքով ԱԱԹ, որոնք ունեն ղեֆեկտների փոքր խտություն:

ԱԱԹ թափանցելիությունն է սպեկտրի նույն տիրույթում, կախված կիրառված լարումից, բերված նկ. 2 -ում: Միաբյուրեղային Si(110) մակերևութային ածեցված ԱԱԹ -ների համար որոշվել են թաղանթների հաստությունների և բեկման ցուցիչների արժեքները λ=632,8 նմ ալիքի երկարության համար, ΛՉՓ-2 մակնիշի էլիպսաչափի օգնությամբ:

Էլիպսամետրական չափման արդյունքները բերված են աղյուսակում: Ինչպես հետևում է աղյուսակից, ածեցված ԱԱԹ-ների բեկման ցուցիչների արժեքները զգալիորեն փոխվում են (n=1,48÷2,65) ինչպես վակուումային խցում աշխատանքային գազի պարցիալ ճնշումից, այնպես էլ կիրառված պոտենցիալից:



Սկ. 2. Սապֆիրե տակդիրների վրա 90 նմ հաստությամբ ԱԱԹ-ների բափանցելիության գործակիցների սպեկտրալ կախվածությունները ածեցման տարբեր շեղման լարումների դեպքում՝ 1- -50Վ, 2- -150Վ, 3- -250Վ.

Աղյուսակ

Աշխատանքային վակուում P, մմ սնդ. սյուն	Արագացնող լարում U ₀ , կՎ	Պլազմային հոսանք I _p , մԱ	Շեղման լարում U, Վ	Բեկման ցուցիչ n	ԱԱԹ-ի հաստություն d, նմ
8.6 x 10 ⁻¹	2.7	70	-250	2.65	193
7.3 x 10 ⁻¹	2.5	60	-250	2.40	178
8.8 x 10 ⁻¹	2.6	70	-300	2.40	195
8.6 x 10 ⁻¹	2.6	70	-50	1.48	240

Շեղման տարբեր լարումների դեպքում պատրաստված ԱԱԹ-ով արեգակնային ֆոտովոլտային էլեմենտի ՕԳԳ-ի չափումները ցույց են տվել, որ -100 ... - 250 Վ լարումների տիրույթում նրանց ՕԳԳ-ն աճել է մինչև 25%:

Այսպիսով, մշակված էլեկտրոդային համակարգի և համապատասխան տեխնոլոգիական ռեժիմների ընտրությամբ ստացվել են մեծ լուսաբափանցելիության և պաշտպանիչ ԱԱԹ-ով ավելի էֆեկտիվ Si-ային ֆոտովոլտային էլեմենտ:

Փրականություն

- Ենգիբարյան Ե., Ոսկանյան Ա., Ոսկանյան Ս., Փանոսյան ժ Ավանտանման ածխածնային համասեռ թաղանթների ածեցումը իոնային աղբյուր-հարթակ միջակայքում պոտենցիալային դաշտի դեկավարմամբ, 3ՊԵԳ-ի տարեկան գիտաժողովի հյուրերի ժողովածու. - Երևան, 2002.
- Аксенов И.И., Стрельницкий В.Е. Синтез безводородных пленок алмазоподобного углерода. "Алмазные пленки и пленки родственных материалов". Сборник докладов 12-го Международного симпозиума "Тонкие пленки в электронике", - Харьков, 2001. - С.96-105.

РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ УВЕЛИЧИТЕЛЬ

Г. Армян /Гюмри/

Известно, что показатель преломления рентгеновских лучей незначительно отличается от единицы. Рентгеновские лучи преломляются незначительно, и поэтому до сих пор, к сожалению, не существуют ни рентгеновских линз (лулы), ни микроскопов, которые были бы весьма эффективными из-за малости длины волны рентгеновских лучей. Имеются приборы типа "Микрон-2", называемые рентгеновскими микроскопами, в которых не используются ни преломление, ни дифракция рентгеновских лучей. Они регистрируют тени неоднородностей, появляемые из-за разностей коэффициентов поглощения матрицы и макродефектов. Поэтому это фактически не микроскопы, а обыкновенные дефектоскопы, имеющие небольшие разрешающие силы и непригодные для наблюдения микродефектов.

В рентгенографических методах прямого наблюдения дефектов в кристаллах используется динамическая дифракция рентгеновских лучей, и поэтому они имеют большое разрешение: пригодны для наблюдения отдельных дислокаций почти совершенных кристаллов. Разрешение рентгенографических методов значительно уступает разрешению электронномикроскопических методов, применимость которых существенно ограничивается сильным поглощением электронов. Электронномикроскопическими методами, как правило, можно исследовать объемные дефекты лишь в тонких пленках, толщина которых не больше 1000Å. Поэтому возникла острая необходи-

мость повышения разрешения рентгенодифракционных методов исследования структурных несовершенств кристаллов, применяемых в науке, технике и производстве.

При дифракции рентгеновских лучей в кристаллах происходит сильное угловое увеличение пучка, чем и обусловлено большое разрешение рентгенодифракционных методов исследования совершенств кристаллов. Действительно [1], угловое увеличение в кристаллах выражается формулой

$$M = \frac{d\eta}{d\varepsilon} = \frac{\cos \theta}{\cos \varepsilon} \cdot \frac{K}{R}, \quad (1)$$

где $d\varepsilon$ - угол сходимости падающего пучка; $d\eta$ - угол расходимости пучка в кристалле; θ - угол Брэгга; R - радиус дисперсионной поверхности; K - волновое число ($K = 1/\lambda$). Как видно из (1), кристалл является мощным увеличителем: при $M \sim 10^4$ из-

лучении для (220) отражения кремния M имеет величину порядка 10^4 . Этот эффект углового увеличения можно использовать для получения линейного увеличения, что дает возможность увеличить разрешение рентгенодифракционных картин, являющееся целью настоящей работы. Указанная цель достигается тем, что через идеальный толстый кристалл, находящийся в положении отражения, пропускается пучок, содержащий информацию о дефектах структуры исследуемого образца или муаровые узоры, полученные от двух- или трехблочной интерферометра.

Допустим, имеем двухкристальную или трехкристальную систему, с помощью которой получаем муаровую картину (рис. 1 и 2).

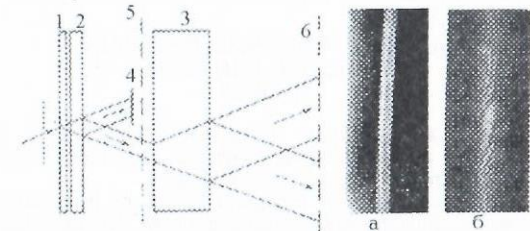


Рис. 1. Увеличение рентгеновских муаровых картин, полученных с помощью двухкристальной системы. а - муаровая картина, образованная двухкристальной системой; б - муаровая картина 1а после увеличения

Узкий пучок рентгеновских лучей, проходя через коллиматор с диафрагмой, падает на двухблочную систему, состоящую из кристаллов 1 и 2. Дифрагированный пучок падает на совершенный толстый кристалл 3, находящийся в положении отражения, а проходящий пучок задерживается посредством экрана 4. Дифрагированный пучок, содержащий муаровые картины, проходит через толстый кристалл, который, не меняя характера муара, увеличивает эту муаровую картину. На рис. 1а приведена муаровая картина, образованная двухкристальной системой (рис. 1). Снимок получен на фотопластинке 5, помещенной между вторым и третьим блоками (рис. 1). На рис. 1б приведена эта же картина на фотопластинке 6, расположенной после третьего блока (рис. 1). Как видно, после второго блока муаровой картины на фотопластинке почти не видно, и только после третьего блока, т.е. после увеличения, четко заметны муаровые полосы.

Аналогичный эффект (увеличение) получается при использовании трехблочной системы вместо двухблочной. На рис. 2 узкий пучок рентгеновских лучей падает на трехблочную систему кристаллов 1, 2 и 3. Пучки 7 и 8, содержащие муаровую картину, падают на толстый совершенный кристалл 4, а пучки, не участвующие в образовании муаровой картины, задерживаются экранами 5 и 6. На рис. 2а приведена муаровая картина, образованная трех-кристальной системой (рис. 2). Снимок получен на фотопластинке 9, помещенной между третьим и четвертым блоками (рис. 2). На рис. 2б приведена эта же картина на фотопластинке 10 после увеличения (после прохождения через четвертый блок, рис. 2).

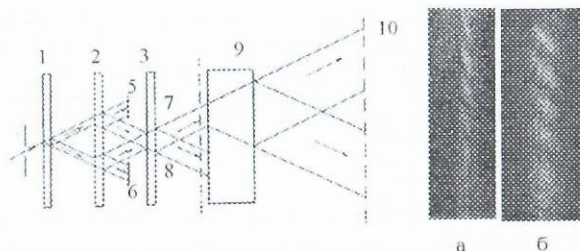


Рис. 2. Увеличение рентгеновских муаровых картин, полученных с помощью трехкристалльной системы. а - муаровая картина, образованная трехкристалльной системой; б - муаровая картина 2а после увеличения.

Как видно из этих рисунков, при прохождении пучков, содержащих муаровые картины, через толстый кристалл в положении отражения эти картины сильно увеличиваются, при этом значительно увеличивается разрешение системы. Таким образом, схемы рис. 1-2 фактически являются схемами рентгеновских увеличителей (рентгеновских луп или рентгеновских микроскопов), которые дают возможность сильно увеличить рентгеноинтерференционные картины.

Литература

1. Authier A. Acta geologica et geographica //Universities Comenianse. Geologica. - 1968. -V. 14.-N 37.

ՎԱՐԿՈՒՄԻ ԳՈՅԱՑՄԱՆ ՖԻԶԻԿԱՆ

Ս. Ավագյան, Ա. Ավագյան
/Գյումրի/

Կարկուտի առաջացման գոյություն ունեցող մեկնաբանության [1] մեջ կան լուրջ հակասություններ կարկուտի կառուցվածքի վերաբերյալ, և որ ամենակարևորն է, լուսաբանված չէ կարկուտեր ամպերի խիստ լիցքավորված լինելը:



Նկ. 1

Նախ ըստ գոյություն ունեցող տեսակետի, կարկուտի նախահիմքը կազմում է նախնական փոքրիկ սառույցի բյուրեղը, որն այնուհետև մորկային շարժման ընթացքում փաթաթվում է շրջապատող սառած շերտերով: Ընդ որում, սառցե բյուրեղի առաջացումը դեռևս գիտնականորեն հիմնավորված չէ [1]:

Սակայն ինչպես երևում է (Նկ. 1), կարկուտի կառուցվածքում, կա բավականաչափ խոշոր կարծր միջուկ (միածուկ) d տրամագծով, որին փաթաթված են նշված շերտերը: Այսինքն՝ նախապես ինչ-որ ձևով առաջացել է բավականաչափ մեծ տրամագծով (միջինը ≈5 մմ) սառցե միջուկ, որի գոյացումը չի բացատրվում մորկային շարժումով:

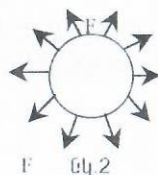
Երկրորդ՝ հայտնի է նաև, որ կարկուտաբեր ամպերը միշտ էլ ուղեկցվում են հզոր ամպրոպներով: Իսկ դա պայմանավորված է ամպերի բարձր լիցքավորվածությամբ: Սակայն այն հաշվի չի առնվում գոյություն ունեցող տեսակետում:

Ներկայացվող աշխատանքում հիմնավորվում է, որ կարկուտի գոյացումը պայմանավորված է հենց ամպերի լիցքավորվածությամբ:

Կարկուտի գոյացման մոդելը հետևյալն է. քանի որ կաթիլները առաջանում են փոշեկաթիլների միացումից, ուստի ընդհանուր կաթիլի լիցքը հավասար է փոշեկաթիլների լիցքերի գումարին: Եթե միանում են n թվով, r շառավղով, q լիցքով փոշեկաթիլներ, ապա առաջացած կաթիլի R շառավղով կլինի $R = \sqrt[3]{nr}$; գումարային լիցքը՝ $Q = nq$:

Քանի որ յուրաքանչյուր փոշեկաթիլի (q լիցքով, r շառավղով) լիցքերի մակերևութային խտությունը հավասար է $\frac{q}{4\pi r^2}$, ապա առաջացած կաթիլի լիցքերի մակերևութային խտությունը կլինի՝

$$\frac{Q}{4\pi R^2} = \frac{nq}{4\pi R^2} = \frac{nq}{4\pi \sqrt[3]{n^3 r^3}} = \sqrt[3]{n} \frac{q}{4\pi r^2}$$



Նկ. 2

Այսինքն կաթիլում լիցքերի խտությունը $\sqrt[3]{n}$ անգամ մեծ է, քան փոշեկաթիլում: Իսկ դա նշանակում է, որ զնդածև մակերևութով բաշխված լիցքերի էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը կաթիլում կարող է մեծանում է փոշեկաթիլի լիցքի համեմատ:

Ինչպես երևում է (Նկ. 2) - ում, կուլոնյան ուժերը ձգտում են հեռացնել լիցքավորված շերտը: Սակայն ցրային կաթիլի մակերևութային լարվածությունը խանգարում է դրան:

Բայց երբ լիցքերի խտությունը գերազանցում է որոշակի կրիտիկական արժեքը, կուլոնյան ուժերը արդեն հաղթահարում են մակերևութային լարվածության ուժերը և տեղի է ունենում կաթիլի արտաքին շերտի կտրուկ հեռացում, որն էլ հանգեցնում է կարկուտի միջուկի առաջացման: Այսպիսով, զնդային մակերևութով բաշխված էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը հետևյալն է $\frac{Q}{4\pi R^2 \epsilon_0}$: Յուրաքանչյուր կետում կա $\frac{Q}{4\pi R^2}$ լիցք, ուստի կուլոնյան ուժերից առաջացած լարումը տվյալ կետում կլինի $\frac{Q^2}{16\pi^2 R^4 \epsilon_0}$, որը ձգտում է հեռացնել կաթիլի արտաքին մակերևութային շերտը: Գնդածև ցրային կաթիլի մակերևութային ձգվածությունը հավասար է $\frac{2\sigma}{R}$:

Երբ լիցքերի ընդարձակվող ուժը գերազանցի կաթիլի մակերևութային ձգվածության ուժին, տեղի կունենա արտաքին թաղանթի արագ հեռացում: Մաթեմատիկորեն դա կարտահայտվի հետևյալ կերպ $\frac{Q^2}{16\pi^2 R^4 \epsilon_0} \geq \frac{2\sigma}{R}$ (1):

Այստեղից էլ կստանանք լիցքի այն կրիտիկական քանակը, որը կհեռացնի R շառավղով կաթիլի արտաքին թաղանթը՝ $Q \geq 4\pi \sqrt{2\sigma R^3 \epsilon_0}$: Օրինակ, R=2.5 մմ շառավղով կաթիլի համար լիցքերի կրիտիկական քանակը կլինի $Q \geq 10^{-9}$ Կ:

Քանի որ թաղանթի հեռացումը կատարվում է շատ արագ, ուստի գործընթացը աղիաբառ է, այսինքն՝ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$ (2):

Օգտվենք Ֆիզիկայի հետևյալ դասական խնդրից ունենք m զանգվածով հեղուկ (0° C), որը գտնվում է փակ անոթում, կատարվում է օդի արագ հեռացում: Որոշել, թե հեղուկի որ մասն է դառնում սառույց:

Խնդրի լուծումից ստացվում է, որ ջրի զանգվածի 87% -ը դառնում է սառույց: Նկատի ունենալով, որ սառույցի խտությունը մոտ 10%-ով պակաս է ջրի խտությունից, ստացվում է, որ կաթիլը իր ամբողջ ծավալով դառնում է սառույց:

Սա էլ հենց կարկուտի մեծ կարծր միջուկն է, որն այնուհետև շարժվելով ամպերի մեջ՝ փաթաթվում է ավելի փափուկ լրացուցիչ պատյանով: Ընդ որում, միջուկի ջերմաստիճանը շատ ու շատ անգամ ավելի փոքր է շրջապատող ջերմաստիճանից:

Այսպիսով, փոշեկաթիլներից կաթիլի գոյացման հետևանքով լիցքերի խտությունը գերազանցում է որոշակի կրիտիկական արժեք (տվյալ շառավղով կաթիլի համար), և տեղի է ունենում կաթիլի արտաքին թաղանթի արագ հեռացում, որն էլ հանգեցնում է կարկուտի առաջացման (միջուկի): Իսկ ինչու է կարկուտի հետ միաժամանակ տեղում անձրև: Այս երևույթը մեկ անգամ ևս հաստատում է կարկուտի գոյացման ֆիզիկական մոդելը: Գոյություն ունեցող պատկերացումների շրջանակներում կարկուտի հետ միաժամանակ անձրև չպետք է տեղարարվի, որովհետև ամպի մորկային շարժում կատարող զանգվածի բոլոր մասնիկները, գտնվելով նույն պայմաններում, պետք է բերեին միայն կարկուտ: Իսկ ներկայացվող մոդելը չի բացատրում (նույնիսկ ենթադրում է) անձրևի և կարկուտի միաժամանակ տեղալը, քանի որ որոշ կաթիլներում լիցքերի կուտակում տեղի չի ունենում, և նրանք թափվում են անձրևի տեսքով:

Գրականություն

1. Матвеев А. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. - А.: Гидрометеоиздат, 1976.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. 1-3. - М.: Наука, 1982.
3. Кухалин Х. Справочник по физике. Пер. с нем. - М.: Мир, 1982.