

Комментарии к сайдам доклада в файле 2011.pdf.

01. Кто еще не знает, прошу обратить внимание на адрес моего персонального сайта. Сайту 22 года и за это время в нем накопилось огромное количество информации. В разделе (Программы) есть ссылка на сайт программы -- интерпретатора моего языка программирования Экол и сборник готовых программ на этом языке, которые выполняют самые разные работы. В частности этот слайд (текст на картинке) сделан как раз в помощь этой программы.

02. Я буду говорить о теории, поэтому иногда буду писать формулы. Самый главный вопрос в теории -- как рентгеновское излучение взаимодействует с веществом. Энергия фотонов весьма велика, поэтому для них энергия связи электронов в атомах не имеет значения, так как намного меньше. Они видят все электроны как свободные и взаимодействуют с ними как со свободным электронным газом. Диэлектрическая функция такого газа легко считается с помощью уравнения Ньютона и уравнения Максвелла и имеет написанный вид. Она, а также коэффициент преломления меньше 1. Соответственно рентгеновские линзы вогнутые, а не выпуклые.

03. Текст написан на слайде. Без комментариев.

04. Текст написан на слайде. Без комментариев.

05. Эта первая публикация по успешной фокусировке рентгеновского излучения за счет преломления использовала прогрессивную идею составных линз. 30 линз вдоль пучка способны в 30 раз сократить фокусное расстояние, что делает такие линзы практически полезными. Через несколько лет после публикации статьи некоторые авторы стали ссылаться на патент японского инженера Tomie T., опубликованный 2-мя годами раньше на японском языке и в Японии. В нем тоже высказывалась идея составных линз. Мы про этот патент ничего не знали, и он не оказал бы никакого влияния на развитие науки, так как ученые редко читают патенты. И никогда на них не ссылаются. Кроме слов там ничего не было. Были и другие работы (например препринт Протопопова) с той же идеей, которых никто не видел и про которые никто не знает.

06. Это первая публикация по успешной двумерной фокусировке. Технология сверления отверстий была вполне рабочей несмотря на ее недостатки. Такие линзы легко делались и долгое время использовались для коллимации рентгеновских пучков.

07. Вскоре появились и новые технологии изготовления составных преломляющих линз (СПЛ). Весьма успешной оказалась технология вдавливания воздушных пузырьков в трубку с эпоксидным клеем. Она также не требовала сложной техники, то есть ее легко сделать в лабораторных условиях, а линзы получались относительно высокого качества, в частности отсутствовала шероховатость границы раздела материал-воздух.

08. Была предложена оригинальная идея Аллигаторной линзы, состоящей из треугольных ступенек, ориентированных под некоторым углом к направлению пучка рентгеновского излучения. Она позволяла использовать материалы с низким поглощением, то есть бериллий и даже литий. Хотя качество таких линз было не высоким, но эффект преломления продемонстрировать удалось.

09. В серии статей авторов из Черногловки (Россия) были впервые представлены планарные линзы на поверхности кремния, выполненные с помощью техники анизотропного травления (микроструктурирования), которая широко применяется в микроэлектронике. Они

фокусируют только в одном направлении и пучок имеет вид узкой полоски. Длина полоски равна высоте ступенек структуры, то есть глубине травления. Было экспериментально показано, что одна линза и составная линза с меньшей кривизной поверхности элементов дают одинаковые результаты.

10. Наиболее перспективными оказались двумерные линзы Ленгелера, которые изготавливались штамповкой параболических ямок в пластинке металла. Первые линзы делались из алюминия. Такие линзы имели идеально параболическую поверхность, малую шероховатость поверхности и компактную структуру, то есть малую длину вдоль пучка, что очень важно для получения фокуса с малыми размерами. Для упаковки элементарных линз в составную линзу был разработан специальный держатель. Вся конструкция имела макроскопические размеры несмотря на малый размер самих рабочих элементов, что упрощало работу на станциях источника Синхротронного Излучения (ESRF).

11. На слайде показаны картинки, которые демонстрируют использование СПЛ Ленгелера (СПЛЛ) в качестве рентгеновского микроскопа. СПЛЛ дают увеличенное фазовое изображение структуры насекомого. Так как сдвиг фазы в точном фокусе изображения детектор не может показать, выбрано некоторое расстояние до или после фокуса. Такая техника называется дефокусировкой. В этом случае фазовые изменения приводят к изменениям интенсивности за счет разной плотности лучей в разных точках картины.

12. Еще один пример микроскопии с помощью СПЛЛ. Здесь показано изображение зонной пластинки. Можно видеть, что разрешение микроскопа находится на уровне меньше микрометра, то есть это уже нанотехнология.

13. Следующим шагом было освоение нового материала для СПЛЛ, а именно, бериллия. Он особенно эффективен в интервале энергий фотонов от 10 до 30 кэВ. Эффективность определяется высоким преломлением на фоне низкого поглощения. Отношение параметров дельта и бета показывает во сколько раз можно сжать пучок с помощью СПЛЛ.

14. В 2003 году Шроер и Ленгелер освоили использование планарных СПЛ, которые можно обозначить как ПСПЛ. Такие линзы они заказывали в фирмах, специализирующихся на технологиях микроструктурирования. Эти линзы имели особенно высокое качество поверхности и предельно малую длину, что позволяло максимально эффективно фокусировать пучок в нанометровые размеры, то есть меньше микрометра. Две линзы в перпендикулярных плоскостях позволяли получить двумерный фокус.

15. В это же время был освоен метод изготовления планарных линз с помощью LIGA - технологии. Такие линзы научились делать российские ученые Назьмов и Резникова (супруги) на источнике синхротронного излучения ANKA в Германии (город Карлсруе). Для LIGA - технологии важное значение имеет выбор материалов. Возможные материалы -- это пластик SU-8, имеющий очень сложный химический состав, а также никель. Пластик имеет преимущество из-за низкого поглощения рентгеновских фотонов, так как состоит из легких атомов.

16. Российский ученый-технолог Слава Юнкин из Черноголовки научился изготавливать планарные линзы на поверхности кремния в помощью техники микроструктурирования. Линзы имели особенно высокое качество. К сожалению реализовать проекты в самом Институте Проблем Технологии Микроэлектроники в Черноголовке в 21 веке уже невозможно, так как техника пришла в негодность. Поэтому пришлось использовать оборудование соответствующих центров в Германии. Для изображения таких линз с

высоким разрешением приходится использовать электронный микроскоп. Как раз именно эти линзы будут предметом исследования в данном докладе.

17. Летом этого года была опубликована статья, где предложена идея создания жидкой СПЛ. Вообще говоря жидкие СПЛ предлагались и раньше, причем для создания параболической поверхности жидкость предлагали крутить. На этот раз идея другая, а именно, пропускать жидкость через отверстия параболической формы. Соответственно струя приобретает форму отверстия и две соседние струи образуют двояковогнутую одномерную линзу. Таких отверстий можно сделать много и получить составную линзу. Это, на мой взгляд просто. Но авторы предлагают пускать такие струи в двух перпендикулярных направлениях поперек пучка. При этом можно реализовать двумерную фокусировку. Пока такие линзы не сделаны, в работе анализируются только расчеты. Что касается двумерной фокусировки, то это скорее всего получится лишь в такой геометрии, когда струи не пересекаются. А одномерную фокусировку сделать проще, однако, качество таких линз не будет высоким.

18. Перейдем от обзора техники к теории. Если параллельный пучок рентгеновского излучения проходит параллельный блок материала, то с ним ничего особенного не происходит. Просто из-за изменения скорости света в материале появляется дополнительный экспоненциальный множитель, точнее добавляется комплексная фаза, пропорциональная отклонению коэффициента преломления вещества от единицы. Важное значение для нас будет иметь параметр γ , равный отношению поглощения к преломлению.

19. Если же блок материала имеет сложную форму или пустоты внутри, то дополнительная фаза будет зависеть от поперечной координаты x , пропорционально толщине пройденного материала. Так как преломление очень мало, то для относительно небольших толщин изменением траектории лучей внутри объекта можно пренебречь. Это есть основные условия для так называемого фазового контраста. Ниже я все время буду подразумевать комплексную фазу, мнимая часть которой определяет поглощение. Но параметр γ всегда меньше одной сотой. То есть преломление важнее.

20. Простейшая экспериментальная схема содержит источник (СИ), объект и детектор. Важное значение имеют расстояния до объекта и после объекта. Обычно до объекта находятся щели и монохроматор. Но они сделаны таким образом, что не меняют поперечное сечение пучка в той области, которая нас интересует. Достаточно просто считать, что излучение монохроматическое, хотя изначально (без монохроматора) это не так.

21. На этом слайде выписаны основные формулы метода фазового контраста. В одномерном случае ((для простоты) имеем две пространственные координаты z -- вдоль пучка, и x -- поперек пучка, а также частоту излучения, которая определяет энергию фотонов умножением на постоянную Планка. Амплитуда электрического поля представляет собой произведение очень быстрой известной экспоненты на медленную неизвестную функцию. Подставляя такой вид в уравнение Максвелла можно получить уравнение только для медленной функции. Здесь вещество описывает параметр, обозначаемый буквой γ . В пустом пространстве, когда γ равна нулю решение уравнения имеет вид интеграла свертки граничной функции с пропагатором Френеля. Важно, что его образ Фурье также имеет аналитический вид. То есть свертку можно вычислять методом двойного преобразования Фурье. А в материале объекта небольшой толщины можно пренебречь вторым членом в правой части уравнения и тогда объект описывается так называемой трансмиссионной функцией. Такое приближение я и называю приближением фазового контраста.

22. Для простой схемы источник-объект-детектор решение описывается интегралом, в котором 4 параметра x, x_s, z_1, z_0 . Важно, что такой интеграл можно преобразовать к более

универсальному виду, в котором координата z_0 не играет большой роли. То есть она не меняет картинки по существу, а просто приводит к увеличению и сдвигу изображения. Причем как сдвиг, так и увеличение зависят от отношения z_1/z_0 , а сдвиг пропорционален координате источника x_s . По этой причине расчет часто можно делать для плоской волны, а параметры x_s и z_0 учесть простыми математическими преобразованиями.

23. На этом слайде справа показаны параметры одного элемента параболической СПЛ, то есть те обозначения, которые я буду использовать в дальнейшем. И которые можно увидеть в моих многочисленных опубликованных статьях. Если фокусное расстояние является большим по сравнению с длиной линзы, то все нарисованные варианты описываются одной и той же трансмиссионной функцией и дают одинаковые результаты. Но ситуация меняется при уменьшении фокусного расстояния. В частности можно показать, что при этом верхняя линза плохо фокусирует, а нижняя -- хорошо при любых расстояниях. В одной из работ я это показал методами геометрической оптики.

24. В приближении фазового контраста СПЛ описывается трансмиссионной функцией специального вида. Написанная формула справедлива если перед линзой ставят щель с шириной, равной апертуре линзы. Иногда это делают, иногда нет. Если нет, то тета-функцию надо убрать и за пределами апертуры трансмиссионная функция равна константе, равной значению на конце апертуры. Если СПЛ полностью поглощает на концах апертуры, то щель не нужна, а интеграл вычисляется аналитически и имеет указанный вид. Аналитическое решение можно записывать разными способами. Выписанный вид интересен тем, что он весьма универсальный и удовлетворяет принципу взаимности, который гласит, что если поменять местами источник и наблюдателя, то результат не изменится. В данном случае надо заменить x_s на x и z_0 на z_1 .

25. Из полученного аналитического решения можно определить фокусное расстояние, полуширину гауссовой кривой на конце линзы, интегральную интенсивность, и полуширину гауссовой кривой в фокусе. Важным результатом является то, что полуширина пучка в фокусе в γ раз меньше полуширины пучка на конце линзы. То есть параметр γ действительно является мерилем возможностей фокусировки.

26. Одним из главных вопросов, которым посвящен данный доклад является вопрос -- до какой степени можно сжать рентгеновский пучок. Три автора из Швейцарии занимались фокусировкой рентгеновского пучка в капилляре в форме конуса. Они установили нижний предел на фокусировку, который не зависит от поглощения и энергии фотонов и описывается простой формулой. И они сделали смелое заявление, что этот предел абсолютный и не зависит от способа, которым фокусируется пучок. Полученные аналитические формулы для короткой линзы позволяют понять как это происходит с СПЛ. Даже в самом предельном случае, когда фокусное расстояние равно длине линзы получаем точно такую же оценку. Расчет весьма грубый, численные коэффициенты могут слегка различаться, но формула та же самая.

27. В случае длинной СПЛ, у которой длина равна или меньше фокусного расстояния приближение фазового контраста уже неприменимо. Критерием является вопрос о том -- искажается ли траектория лучей в самой СПЛ или нет. Если искажается, то СПЛ нельзя больше описывать трансмиссионной функцией. Нужно решать уравнение более точно. Если в СПЛ много очень тонких элементов, то можно использовать приближение размазанных элементов, когда плотность размазывается по толщине элемента и сразу пропадает ее зависимость от координаты z вдоль пучка. Тогда уравнение имеет относительно простой вид, который и выписан. Это уравнение с граничным условием в виде источника на входной поверхности имеет аналитическое решение в таком же виде, который уже показывался для

тонкой линзы и расстояний до и после. Меняются только комплексные параметры. В этом нет ничего удивительного, так как принцип взаимности должен выполняться всегда. Параметры являются периодическими функциями координаты z с комплексным периодом zc , который зависит от параметров одного элемента СПЛ. Такое решение является пропагатором СПЛ, а общее решение имеет вид интеграла.

28. Для аналитического решения легко также написать уравнение для траектории лучей. Траектории имеют такой же период, как и пропагатор, это естественно. Длинная линза с постоянным вдоль оси z коэффициентом преломления является волноводом, если не учитывать поглощение излучения в материале. Реально поглощение приводит к сжатию пучка так, что его интенсивность может стать равной нулю на краях апертуры еще на первом периоде. Но если апертура линзы невелика, то и длина мала и могут быть разные варианты. Этот слайд я показывал еще в докладе на конференции РСНЭ в 2003 году. Но траектория в публикациях нигде не была опубликована.

29. Только в этом году появилась мысль сравнить точную траекторию с указанной на предыдущем слайде, а также с траекторией в приближении сжатых линз. Это приближение состоит в том, что каждый элемент считается в приближении фазового контраста и учитывается расстояние от центра одной элементарной линзы (ЭЛ) до центра другой ЭЛ. В этом приближении траектория меняется только в центре ЭЛ сразу на двойной угол. А точное решение описывается более сложными формулами. На рисунке показано как возникает отличие, если параметр δ имеет достаточно большое значение. Для реальных параметров отличие настолько мало, что его невозможно увидеть.

30. Сегодня в распоряжении лаборатории Снигирева имеется три типа планарных нанофокусирующих линз. Параметры этих линз указаны на слайде. Результаты некоторых экспериментов с линзами первого и второго типов уже опубликованы. Линзы третьего типа пока ждут своего часа. Расчет траекторий для линзы 3-го типа, фокусирующей на своем конце, в трех случаях -- точно и в приближении сжатых и размазанных ЭЛ показал отличие в 6-м знаке по сравнению с апертурой. Это отличие максимально для энергии 10 кэВ и минимально для энергии 50 кэВ. Как следует из аналитической теории, представленной на предыдущих слайдах для получения минимального размера пучка в фокусе необходимо иметь малое значение параметра γ и малую апертуру, точнее малый размер пучка на выходе из линзы. То есть нужны высокие энергии и СПЛ с малой апертурой. Соответственно нужно также использовать теорию для длинных линз.

31. На этом слайде показаны результаты расчетов по онлайн программе, которая написана в приближении сжатых линз, но такие же результаты получаются и в приближении размазанных линз. Оба приближения справедливы только в том случае, когда интенсивность пучка на выходе из линзы равна нулю на краях апертуры. То есть грубо говоря эффективная апертура в два раза меньше реальной апертуры. Причина в том, что в этих приближениях реальная апертура никак не учитывается. Можно заметить, что все значения для поперечного размера пучка в фокусе меньше 26 нм как раз относятся к случаю, когда указанное условие не выполняется. То есть теорию использовать нельзя.

32. Чтобы понять что происходит на самом деле был выполнен более точный итерационный расчет в приближении сжатых ЭЛ с учетом апертуры и расчет по аналитической теории для размазанных ЭЛ для СПЛ 3-го типа и энергии фотонов 50 кэВ. Результат расчета интенсивности на выходе из СПЛ показан на графике. Из расчета с учетом апертуры видно, что интенсивность не равна нулю на краях апертуры, но она равна нулю за пределами эффективной апертуры, которая определяется не поглощением, а искажением траектории лучей внутри СПЛ. То есть интенсивность резко падает практически до нуля в той точке,

куда приходит луч, начало которого находится на краю апертуры. Эту эффективную апертуру легко вычислить из аналитической формулы для траектории лучей. Внутри такой апертуры результаты расчетов в обоих приближениях совпадают. За пределами этой апертуры лучи в фокус не попадают и ими можно пренебречь.

33. Итак, можно исправить аналитическую теорию следующим образом: вычислить волновую функцию на конце СПЛ по аналитической теории, что во много раз быстрее, а затем интенсивность пучка в фокусе вычислять через интеграл типа свертки с пропагатором Френеля, в котором поставить правильные пределы. В общем случае интеграл получается сложным и аналитические формулы не имеют смысла. На фокусном расстоянии и для точечного источника на оптической оси волновая функция излучения описывается более простым интегралом. Он показан на слайде. Но и этот интеграл при наличии поглощения вычисляется в виде ряда. На рисунке показаны две кривые для случая СПЛ типа 3 и для энергии фотонов 50 кэВ. Черная кривая -- это точный расчет интеграла, красная кривая -- расчет без учета поглощения. Хотя максимумы кривых заметно различаются, но полуширины почти совпадают.

34. Если пренебречь поглощением и вычислить интеграл, то для поперечного размера пучка в фокусе получается простая формула, показанная на слайде синим цветом. Если для каждой энергии выбирать длину СПЛ так, чтобы параметр SL имел оптимальное значение, равное 2 в степени $-1/2$, то размер пучка не зависит от энергии и равен примерно тому значению, которое предложила швейцарская группа ученых в 2003 году. На графике зависимости от энергии показаны две кривые для размера пучка в фокусе и для СПД типа 3. Черная учитывает поглощение, но не учитывает апертуру, красная учитывает апертуру, но не учитывает поглощение. Для каждой энергии правильной будет та из них, которая имеет большее значение. Реально переход будет более сглаженный, чем это следует из графика.

35. Получается так, что для каких-то параметров СПЛ апертура важна, для каких-то не важна. Ясно что апертура становится важной, когда она маленькая. Можно ввести критическую апертуру для каждой энергии и условие, что если реальная апертура меньше критической, то аналитическая теория, которая апертуру не учитывает становится неправильной. В этом случае надо делать расчет по новому рецепту, описанному в данной работе. На графике видно, что для трех типов СПЛ, которые были представлены ранее, ситуация, когда старая аналитическая теория без учета апертуры не применима рано или поздно наступает с ростом энергии. Чем больше апертура, тем позднее она наступает.

36. Перейдем ко второму вопросу, а именно, проблеме когерентности. Тут следует все же различать источники СИ и Рентгеновские Лазеры. В Лазерах возможно ситуация сложнее и пока не очень ясная. Что касается источников СИ, то моя личная позиция такая. Для временной когерентности нужен монохроматор и если он есть, то проблем нет. Что касается пространственной когерентности, то источник (электронное облако на орбите) имеет размер и каждая точка поперечного сечения этого источника является независимой от остальных. То есть когерентное излучение создается отдельными точками. Между ними корреляции нет и суммировать по точкам источника надо интенсивности излучения, а не волновые функции. В простой схеме источник-объект-детектор картинка получается одинаковой для всех точек источника, и только сдвигается в поперечном направлении согласно повороту оптической оси. Соответственно необходимо вычислить интенсивность для точечного источника, а затем дополнительно вычислить свертку с функцией, описывающей проекцию размера источника на детекторе.

37. Полезным параметром является длина когерентности (ДК), которая равна отношению длины волны излучения и углового размера источника. Последний равен отношению

размера источника к расстоянию источник-объект. Если на таком расстоянии поставить щель с размером меньше длины когерентности, то излучение после щели будет полностью когерентным. Такая щель может считаться полностью когерентным вторичным источником.

38. Длину когерентности (ДК) можно вычислить из следующих соображений. Рассмотрим эксперимент Юнга с двумя тонкими щелями. В этом случае на детекторе будут наблюдаться интерференционные полосы с периодом, который обратно пропорционален расстоянию между щелями и прямо пропорционален длине волны и расстоянию до детектора. Затем надо вычислить свертку с проекцией размера источника. Осцилляции пропадут, если размер проекции будет больше периода. Из этого условия и получаем, что расстояние между щелями должно быть меньше ДК и сам размер ДК.

39. Такой простой расчет получается только после первого объекта, когда волновая функция известна аналитически. В общем случае для расчета нужна аналитическая формула для волновой функции излучения после объекта с явной зависимостью от положения точечного источника. Но именно такую формулу дает аналитическая теория фокусировки с помощью СПЛ. А раз так, то можно снова рассмотреть эксперимент Юнга и выполнить расчет интерференционной картины с учетом размера источника.

40. Такой расчет был сделан недавно и опубликован в моей статье 2018 года. Все мои статьи можно посмотреть на моем сайте, ссылка на сайт есть на первом слайде. Существенным моментом в случае СПЛ является то, что СПЛ имеет ось, которая является оптической осью всей схемы и ее уже нельзя менять. Поэтому возникает новый параметр -- сдвиг центра щелей в эксперименте Юнга от этой оптической оси. Я его обозначил как координату x_1 . И теперь ДК зависит от этой координаты. Очевидно ДК уменьшается вместе с размером пучка и имеет небольшое значение в фокусе, но затем увеличивается снова. Точные значения можно получить только численно. Онлайн программа показывает два значения для $x_1 = 0$ и $d/2$.

41. Еще раз замечу, что на моем сайте можно найти много другой полезной информации и не только по физике.