

КОНТРОЛЬ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ РЕНТГЕНОВСКИМ
ШЛИРЕН-МЕТОДОМ

К. Гетц ^{*)}, М. П. Калашников, В. А. Михайлов, Г. В. Сидяков,
С. И. Фелотов, Э. Ферстер ^{*)}, П. Цаумзаль ^{*)}

УДК 621.375.826:537.531

Предлагается рентгеновский шлирен-метод контроля оболочечных мишеней для экспериментов по ЛТС, работающий на базе двухкристального дифрактометра. Полученные этим методом одномерные увеличенные снимки оболочечных мишеней показывают, что могут быть определены толщины оболочек ≈ 3 мкм с точностью $\pm 0,15$ мкм.

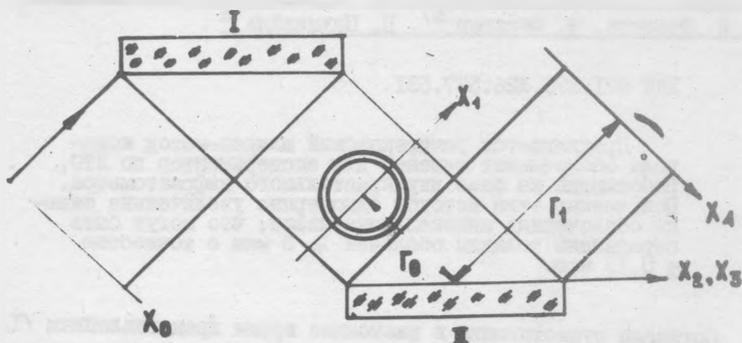
Согласно существующим в настоящее время представлениям /1/, наиболее перспективными мишенями для исследований по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) на многолучевых лазерных установках /2,3/ являются заполненные термоядерным горючим тонкостенные сферические оболочки, к которым предъявляются следующие требования /4/: несферичность $\Delta R_0/R_0 \leq (3+5) \cdot 10^{-3}$, разнотолщинность $\Delta \delta/\delta \leq (3+5) \cdot 10^{-2}$.

Используемые в настоящее время методы прецизионного контроля трудноизмеряемого параметра мишеней - толщины стенки - могут быть разбиты на 3 группы: электронная микроскопия /4,5/; оптическая интерферометрия /6/; микрорадиография /5/. Первые два метода обеспечивают достаточно высокую точность измерения (до $\pm 0,06$ мкм). Однако, методы электронной микроскопии являются разрушающими и не могут решать задачи измерения параметров мишени, подготовленной к эксперименту, а методы оптической интерферометрии применимы лишь для мишеней с высокой степенью прозрачности. Метод микрорадиографии свободен от указанных недостатков, но возможности повышения достигнутой точности $\pm (0,15+0,25)$ мкм крайне затруднены.

^{*)} Йенский Университет им. Ф. Шиллера (ГДР)

В настоящей работе предлагается рентгеновский шликрен-метод контроля оболочечных мишеней для экспериментов по ЛТС, который предполагается использовать на установке "Дельфин" /2/.

Шликрен-метод в рентгеновском диапазоне можно реализовать с помощью двухкристаллического дифрактометра (рис. I). Качественное объяснение принципа действия этого метода можно дать на основе приближения геометрической оптики. Если повернуть второй



Р и с. I. Схематическое представление двухкристаллического дифрактометра в положении $(n, -n)$

кристалл на малый угол $\Delta\theta$, то с помощью приемника будет зарегистрировано распределение интенсивности $I(\Delta\theta)$ пропорциональное кривой качания. Изменение угла падения лучей, падающих на кристалл II, может быть достигнуто не только вращением первого или второго кристаллов, но и с помощью преломляющего объекта между обоями кристаллами. Если объект между двумя кристаллами из-за геометрической формы или из-за неоднородности материала вызывает отклонение луча, зависящее от пространственных координат, то можно, например, с помощью пленки в качестве приемника регистрировать распределение интенсивности (топограмму). Тогда каждому значению интенсивности в соответствии с кривой качания сопоставляется угол отклонения.

Так как приближение геометрической оптики может быть использовано, если отклонение лучей лишь слабо зависит от координат, что

не выполняется для оболочечных мишеней, в особенности вблизи интересующих нас стенок, в /7/ проведено рассмотрение на основе волновой оптики, где получена функция изображения точечного источника, которая описывает распределение интенсивности I_4 в плоскости пленки (плоскость x_4) при точечном источнике, расположенном в плоскости объекта (плоскость x_0):

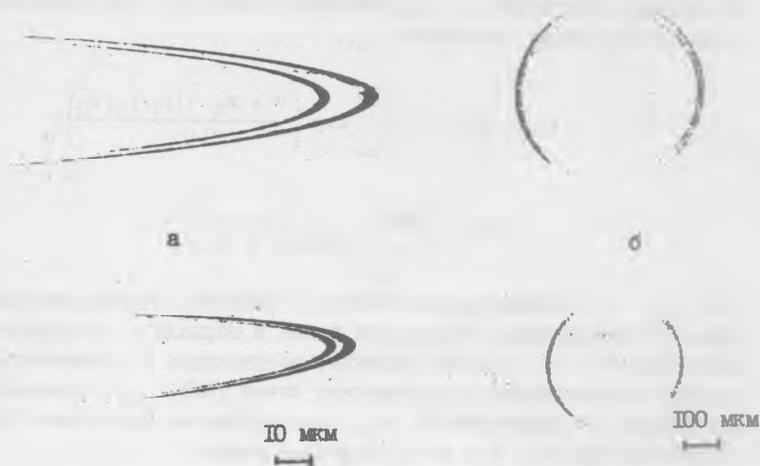
$$I_4(x_4 - |y_1/y_0|x_0) \approx \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dv \varepsilon \left(\frac{v + x_4 - |y_1/y_0|x_0}{|y_1|} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp \left[-ik \frac{v^2}{r_0 y_1^2 / y_0^2 + r_1} \right] \right|^2, \quad (I)$$

где y_0, y_1 - направляющие косинусы волновых векторов падающей, или, соответственно, отраженной волны и нормали к поверхности кристалла II; ε - функция влияния, возникающая в динамической теории интерференции рентгеновских лучей /8/; r_0 - расстояние от объекта до кристалла II; r_1 - расстояние от кристалла II до плоскости пленки; $k = 1/\lambda$ - волновое число.

Для применимости метода решающее значение имеет вопрос реализуемости функции изображения точечного источника, обладающей следующими свойствами: 1) по возможности малой полушириной, для измерений тонких стенок; 2) крутым подъемом, для высокой точности при определении толщины оболочки, и 3) большим значением $|y_1/y_0|$ с целью получения увеличенного изображения и повышения точности обработки для более легкого определения малых расстояний в объекте. Анализ показывает, что наиболее выгодна схема, в которой сочетаются как можно меньшие расстояния между объектом и кристаллом r_0 , средние увеличения ($|y_1/y_0| = 10+20$) и не очень большие расстояния между кристаллом и фотопленкой r_1 . Близкой к оптимальной является схема Брегга с расположением мишени непосредственно на втором кристалле.

Если рассмотреть характерную геометрию оболочечных мишеней, то получается довольно простой метод определения толщины оболочки. В случае снимков с большими значениями $|\Delta\theta|$ (темное поле) в создание изображения вносят вклад только те области объекта, для которых отклонение луча за счет преломления примерно равно $\Delta\theta$.

Чем больше величина $|\Delta\vartheta|$, тем ближе сдвигаются эти области к границе оболочки и тем меньше они становятся, а распределение интенсивности в плоскости фотоленки при больших $|\Delta\vartheta|$ определяется функцией изображения точечного источника (I). В зависимости



Р и с. 2. Снимки специальных мишеней из термопласта с двойной экспозицией при $\Delta\vartheta = \pm 30^\circ$: а) рефлекс (5II) кремния (излучение CuK_α); б) рефлекс (444) кремния (излучение CuK_α)

от знака $\Delta\vartheta$ на одном снимке изображаются либо правая внешняя стенка и левая внутренняя, либо левая внешняя стенка и правая внутренняя. Простая возможность определения толщины оболочки заключается в измерении расстояния между двумя максимумами, относящимися к внешней и внутренней стенкам, на снимке, экспонированном дважды при $\pm\Delta\vartheta$.

На рис. 2 представлены негативы снимков с двойной экспозицией при $\Delta\vartheta = \pm 30^\circ$ для специальных мишеней из термопласта. На рис. 2а изображены снимки, сделанные с описанной схемой при использовании рефлекса (5II) и излучения CuK_α ; при этом видна только оболочка

расположенной на кристалле мишени. При использованном срезе кристалла увеличение составляло $|y_1/y_0| = 10$ в направлении x . На рис. 2б для сравнения представлены снимки, полученные илпрек-методом для той же мишени с использованием симметричного рефлекса (444) при расстоянии "мишень - кристалл - пленка", равном 30 мм, также для излучения CuK_α . При этом сопоставлении становятся явными преимущества схемы с асимметричным отражением. Хотя в обоих случаях отношения ширины функции влияния к размерам объекта примерно равны, схема с асимметричным отражением позволяет измерять меньшие толщины оболочек с более высокой точностью. Из этих снимков видно, что могут быть измерены толщины оболочек ≥ 3 мкм с точностью $\pm 0,15$ мкм. Времена экспозиции при использовании пластинок Ilford 14 составляли 2х90 мин.

В работе /7/ обсуждаются возможности снижения ошибки измерений до $0,05 \pm 0,1$ мкм и уменьшения минимальной измеряемой толщины стенки.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Н. Г. Басову, профессору О. Н. Крохику и профессору Д. Унангсту за постоянный интерес и поддержку работы, а также Ю. А. Меркульеву за предоставление мишеней и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
14 июня 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдимов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, вып. 2, 150 (1975); J. Nuckolls, J. Lindl, W. Mead, A. Thiessen, L. Wood, G. Zimmerman, "Laser Driven Implosion of Hollow Pellets", Report IAEA-CN-33/F5-4, IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, Japan (1974).
2. N. G. Basov, O. N. Krokhin, Yu. A. Mikhailov, G. V. Sklizkov and S. I. Fedotov, "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Plenum Press, N.-Y., 4A, 15 (1977).

3. J. Trenholme, E. Bliss, J. Emmett, J. Glaze, T. Gilmartin, R. Godwin, W. Hagen, J. Holzrichter, G. Linford, W. Simmons and Speck, "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena", Plenum Press, N.-Y., 4A, 1 (1977).
4. Е. Г. Гамалий, А. И. Громов, А. И. Исаков, Л. А. Крупинина, Д. С. Леонов, Ф. И. Матвеева, В. А. Меркульев, А. И. Никитенко, Е. Р. Рычкова, Г. В. Склизков, Труды ФИАН СССР, 94, 29 (1977).
5. G. M. Halpern, T. Varon, D. C. Leiner, D. T. Moore, J. Appl. Phys., 48, 3, 1223 (1977).
6. А. Е. Данилов, С. А. Магницкий, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, Х. Шеннагель, Препринт ФИАН СССР № 135 (1976).
7. К. Гетц, М. П. Каламников, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, Э. Ферстер, П. Цаумзайль, Препринт ФИАН СССР № 159 (1978).
8. A. H. Compton, S. K. Allison, "X-Rays in Theory and Experiment", D. van Nostrand Company, Inc., Princeton, USA (1957).