



В настоящее время одной из главнейших областей применения рентгеновских лучей является авиационная промышленность, использующая материалы, слабо поглощающие рентгеновские лучи (цветные металлы и сплавы, пластмассы и пр.). В этой области достаточно будет установок рабочим напряжением 100—500 кВ. Улучшение установок будет идти по линии увеличения их подвижности, компактности, увеличения интенсивности излучения, улучшения эксплуатационных качеств и отделки и проч.

В тяжелом машиностроении для просвечивания изделий из материалов сильнопоглощающих рентгеновские лучи приходится применять установки все более высокого рабочего напряжения и увеличенной интенсивности.

Известно, что с увеличением кинетической энергии электронов, торможение которых вызывает появление рентгеновских лучей, резко растет выход излучения. Например, при скорости электронов 100 кВ только 1,11% их кинетической энергии переходит в энергию излучения, при скорости электронов 150 кВ уже 2,2%.

При возбуждении рентгеновских лучей в бетатроне с энергией излучений 20 МэВ выход излучения составляет 65%. На разогревание мишени, бомбардируемой электронами, тратится только 35% их кинетической энергии. С повышением жесткости излучения также практически значительно увеличивается доступная толщина слоя металла, который можно просветить с помощью данного излучения, и сокращается время, необходимое для этого. Например, повышение напряжения на рентгеновской трубке с 400 до 1000 кВ приводит к уменьшению экспозиции с 3 часов до 2 минут. Повышение напряжения с 1000 до 2000 кВ приводит к дальнейшему уменьшению экспозиции в 78 раз. Для получения рентгеновского снимка стальной отливки толщиной 203 мм при напряжении на трубке 1 миллион вольт требовалось время 4,5 часа, а при напряжении 2000 кВ только 3,5 минуты.

Стальную плиту толщиной 350 мм с помощью рентгеновской установки с рабочим напряжением 2000 кВ можно просветить за 4 часа, в то время как для этой операции с помощью аппарата с рабочим напряжением 1000 кВ потребовалось бы время 12 недель. При напряжении 4000 кВ ту же стальную плиту можно было бы просветить за 1 минуту.

С помощью рентгеновской установки на 2 миллиона вольт можно производить рентгенографирование стальных отливок толщиной слоя 30 см. Практически с помощью установки на 1 миллион вольт производить рентгенографирование отливок толщиной 30 см уже невозможно, а при напряжении 2 миллиона вольт на расстоянии 1 м от выходного конца трубки получают удовлетворительные снимки при экспозиции в течение 2 часов.

Рентгенограммы, снятые с помощью аппарата на 2 миллиона вольт, позволяют оценивать дефекты с точностью 1—2% в стальных отливках толщиной от 2 до 25 см.

Рентгенографирование лучами жесткостью 2 миллиона вольт имеет еще то преимущество перед рентгенографированием менее жесткими лучами, что при одной съемке, помещая объект на большее расстояние, можно облучать сразу большую поверхность детали. Мощная жесткость излучения позволяет производить снимки на большом расстоянии от трубки и при сравнительно малой экспозиции, что дает более четкий снимок и уменьшает искажения. Обычно при рентгенографировании изделий разной толщины приходится соответственно изменять экспозицию. Если в одном и том же предмете имеются участки различной толщины, то при рентгенографировании приходится приводить их к „одной толщине“ путем наращивания. При рентгенографировании лучами жесткостью 1 миллион вольт и особенно 2 миллиона вольт необходимость в таком наращивании почти отпадает. Прекрасные рентгенограммы также

получаются и с образцов, имеющих детали из материалов различной поглощающей способности.

Рентгеновская дефектоскопия имеет преимущества перед дефектоскопией с помощью  $\gamma$ -лучами радия. Например, просвечивание 12-сантиметровой броневой стальной плиты для обшивки корабля с помощью  $\gamma$ -лучей радия требует четыре часа. Рентгеновские лучи жесткостью 1 миллион вольт дают удовлетворительное решение этой задачи в течение 10 минут.

Поглощение жестких рентгеновских лучей сильно зависит от энергии кванта излучения и природы поглотителя. Коэффициент линейного ослабления  $\mu$  экспериментально определяется экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (1)$$

где

$d$  — толщина слоя поглотителя,  
 $I_0$  — интенсивность излучения перед поглощением,  
 $I$  — интенсивность излучения после поглощения.

Коэффициент линейного ослабления состоит из четырех частей:

$$\mu = \tau + \sigma + \pi + \eta. \quad (2)$$

Величина коэффициента собственно фотоэлектрического поглощения, рассчитанного на один атом ( $\tau_a$ ) приблизительно зависит от третьей степени длины волны  $\lambda$  и четвертой степени заряда ядра  $Z$ , т. е.

$$\tau_a = KZ^4\lambda^3, \quad (3)$$

где  $K$  — постоянная в некотором интервале длин волн. Она испытывает скачкообразное изменение при различных критических напряжениях, соответствующих различным уровням энергии электронных оболочек внутри атома. Коэффициент рассеяния  $\sigma$  также состоит из двух существенно различных частей. При низких напряжениях имеет место так называемое классическое рассеяние без изменения длины волны, что определяется формулой

$$\frac{\sigma_0}{\rho} = 0,4 \frac{Z}{A}, \quad (4)$$

где  $\frac{\sigma_0}{\rho}$  — массовый коэффициент рассеяния,

$Z$  — атомный номер,

$A$  — атомный вес.

При увеличении энергии падающего излучения будет иметь место комптоновское рассеяние, в результате которого длина волны рассеянного излучения увеличивается. Квант излучения с частотой  $\nu$ , соударяясь с электроном, теряет при этом часть своей энергии, передавая ее электрону. Электрон, получив некоторую дополнительную энергию, двигается с определенной скоростью, определяемой законом сохранения энергии.

Следующим основным условием при комптоновском рассеянии является условие сохранения общего импульса до соударения и после соударения. С помощью этих основных положений можно показать, что увеличение длины волны при рассеянии не зависит от длины волны падающего излучения и приближенно выражается уравнением

$$\Delta\lambda = 0,024 (1 - \cos \varphi), \quad (5)$$

где  $\varphi$  — угол рассеяния.

Теория и эксперимент показывают, что величина коэффициента рассеяния  $\sigma$  для жестких лучей значительно отклоняется от классического значения, даваемого формулой (4). Величину этого отклонения приближенно можно получить из формулы:

$$\frac{\sigma}{\rho} = P \frac{\sigma_0}{\rho} \quad (6)$$

где  $P$ —множитель меньше единицы и зависящий от длины волны.

Если величина кванта энергии больше, чем  $2m_0C^2$ , где  $m_0$ —покоящаяся масса электрона и  $C$ —скорость света, т. е. величина кванта будет больше, чем  $1,02 \text{ Мэв}$ , то тогда на сцену выступает еще третий фактор поглощения, роль которого возрастает с увеличением атомного номера элемента и величины кванта излучения  $h\nu$ . Это увеличение коэффициента поглощения вызывает образование пар. Квант излучения вблизи ядра атома порождает положительный и отрицательный электроны, затрачивая на это свою энергию целиком. Это дополнительное поглощение характеризуется коэффициентом  $\pi$  и возможно только при условии, когда  $h\nu > 2 \cdot 0,51 \text{ Мэв}$ . Согласно теории коэффициент поглощения вследствие образования пар, при условии, что  $\frac{h\nu}{m_0C^2} \gg 1$  и рассчитанный на один атом, приближенно дается формулой:

$$\pi_a = \frac{r_0}{137} Z \left( 3,1 \ln \frac{2h\nu}{mc^2} - 8,1 \right), \quad (7)$$

где  $r_0$ —радиус электрона.

На рис. 1 изображена для свинца зависимость коэффициента линейного ослабления  $\mu$ , а также трех его составляющих  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $\pi$  от энергии кванта излучения. Значения коэффициентов  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $\pi$  вычислены теоретиче-

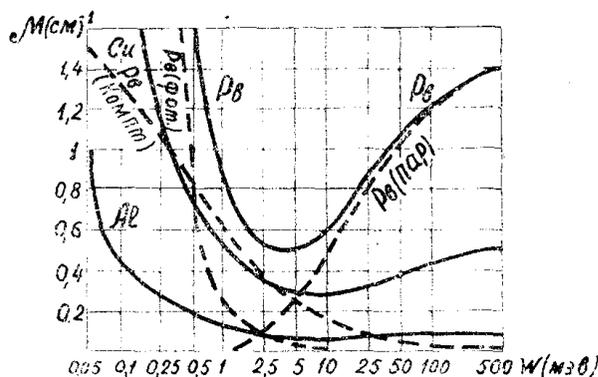


Рис. 1. Зависимость коэффициента линейного ослабления от энергии квантов для алюминия, меди и свинца. Для свинца представлены коэффициенты  $\rho$ ,  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $\pi$ .

ски. Для коэффициента  $\tau$  теоретические и экспериментальные значения хорошо совпадают. Из приведенных данных видно, что фотоэлектрическое поглощение играет большую роль для длинноволновой части спектра при небольших энергиях и что образование пар наблюдается в области более высоких значений энергии. В области энергий от  $0,5$  до  $5 \text{ Мэв}$  ослабление интенсивности излучения главным образом обуславливается рассеянием  $\sigma$ . На рис. 1 также нанесены соответствующие значения коэффициента ос-

слабления для меди и алюминия. Из приведенных данных видно, что ослабление излучения при прохождении через медь и алюминий меньше, чем ослабление в свинце.

При высоком значении энергии излучения наступают ядерные процессы, обуславливающие четвертую компоненту коэффициента поглощения  $\mu$ .

На рис. 2 изображены важнейшие виды взаимодействия с веществом фотонов большой энергии (рентгеновского и гамма-излучения), определяющие ослабление излучения.

На рис. 3 изображены кривые зависимости коэффициента ослабления  $\mu$  монохроматического  $\gamma$ -излучения от энергии кванта при прохождении через сталь для 25 Мэв бетатрона. Зависимость коэффициента поглощения для других материалов имеет такой же вид, что и приведенная кривая для стали.

Из хода этих кривых видно, что наиболее интенсивная часть излучения приходится на область малого поглощения. Следовательно, рентгеновские лучи в интервале от 3 до 25 Мэв являются наиболее проникающими, а коэффициент поглощения их в этой же области является почти постоянным.

На рис. 4 кривая D представляет общий коэффициент линейного ослабления в  $\text{см}^{-1}$  для железа в зависимости от энергии кванта излучения, выраженной в Мэв.

Кривая A показывает изменение фотоэлектрического поглощения в зависимости от энергии кванта. Как видно, этот процесс освобождения



Рис. 2. Важнейшие виды взаимодействия фотонов большой энергии

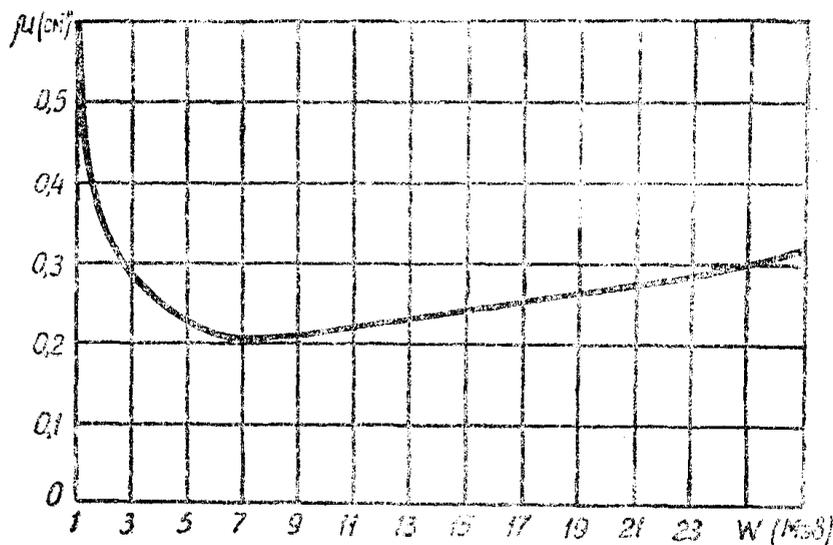


Рис. 3. Зависимость коэффициента ослабления жесткого монохроматического излучения в железе от величины квантов.

орбитальных электронов теряет свое значение при энергии квантов выше  $0,3 \text{ Мэв}$ . Кривая *B* представляет собой изменение коэффициента комптоновского рассеяния в зависимости от энергии квантов. Этот процесс является преобладающим в области энергии от несколько сот килоэлектрон-вольт до восьми  $\text{Мэв}$ . Известно, что при комптоновском рассеянии кванты излучения, уменьшив свою энергию при столкновении с электронами, продолжают двигаться в том же направлении.

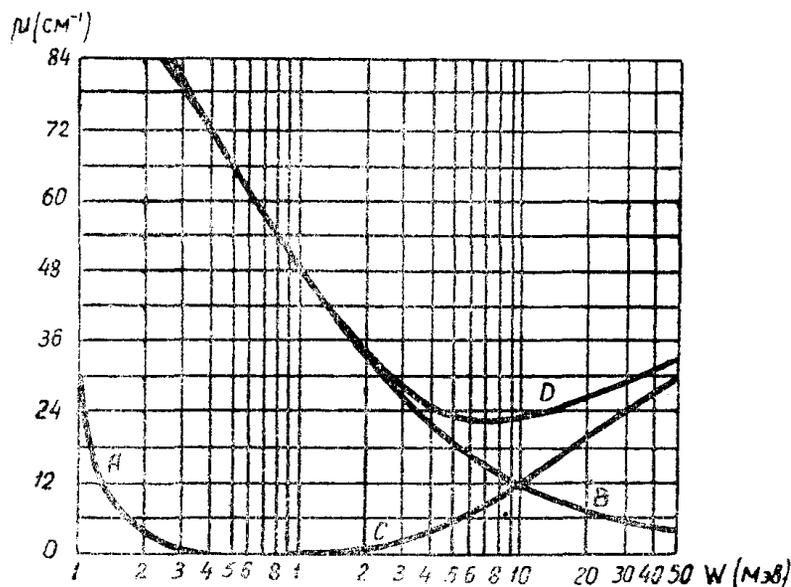


Рис. 4. Ослабление в железе монохроматического излучения в зависимости от энергии кванта  
*D* — коэффициент линейного ослабления;  
*A* — коэффициент фотоэлектрического поглощения;  
*B* — коэффициент комптоновского рассеяния;  
*C* — коэффициент образования пар.

Такое рассеянное излучение будет давать на фотопластине вуалирование, фон. Эти вторичные явления представляются нежелательными при просвечивании толстых слоев.

Кривая *C* представляет собой образование пар электрон-позитрон, которое наступает при энергии кванта в  $1,02 \text{ Мэв}$  и происходит вблизи ядра атома. Кванты излучения, имеющие энергию выше, чем  $1,02 \text{ Мэв}$ , и вызывающие образование пары позитрон-электрон, свою избыточную энергию передадут образовавшимся частицам в виде кинетической энергии.

Из рассмотрения суммарной кривой поглощения *D* следует, что для железа минимальное поглощение наблюдается при энергии излучения около  $8 \text{ Мэв}$ . Очевидно, что это излучение будет наиболее проникающим. Для материалов, имеющих большой атомный номер, минимум коэффициента поглощения получается при более низких значениях энергии кванта, например, для свинца его следует ожидать при  $3 \text{ Мэв}$ .

Если бы можно было создать мощный однородный пучок квантов с энергией порядка  $8 \text{ Мэв}$ , например, с помощью электростатического генератора (статитрона), то это было бы удовлетворительным решением вопроса о создании источника рентгеновых лучей для просвечивания железа. Однако излучение, получаемое в результате торможения ускоренных электронов в вольфрамовой мишени, является обычным „белым“ спектром. На рис. 5 представлено распределение энергии в спектре излучения  $25 \text{ Мэв}$  бетатрона. Очевидно, что для увеличения числа квантов с энергией  $8 \text{ Мэв}$

необходимо увеличить максимальную энергию в спектре. Также желательно, чтобы спектр излучения содержал большое количество квантов, которые подвергаются полному поглощению, порождая пары позитрон-электрон. Комptonовское поглощение, дающее вторичное излучение, по указанным выше причинам, является нежелательным. Также является нежелательным и большая величина квантов, которые будут давать пары с большой кинетической энергией.

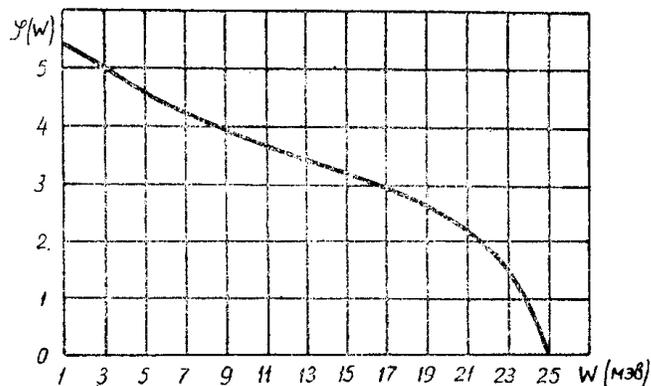


Рис. 5. Распределение энергии в относительных единицах в спектре излучения бетатрона на 25 Мэв

Эти пары, тормозясь в железе, в свою очередь, порождают мягкое излучение, которое вуалирует фотопластину. Такое явление имеет место, например, при просвечивании излучением от 40 Мэв бетатрона, когда образуется много пар.

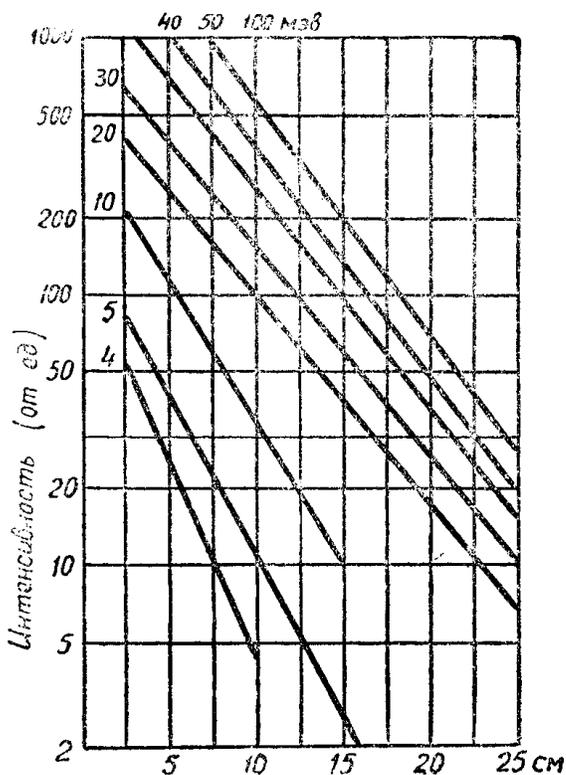


Рис. 6. Интенсивность излучения в относительных единицах в зависимости от максимальной энергии бетатрона после прохождения слоя стали

На рис. 6 приведена интенсивность излучения, как функция верхнего предела энергии после прохождения излучения через слой стали, толщиной 250 мм. В этих опытах использовалось излучение от 100 Мэв бета-трона.

Из рассмотрения кривой, представленной на рис. 7, видно, что наибольшей проникающей способностью обладают лучи с энергией около 25 Мэв.

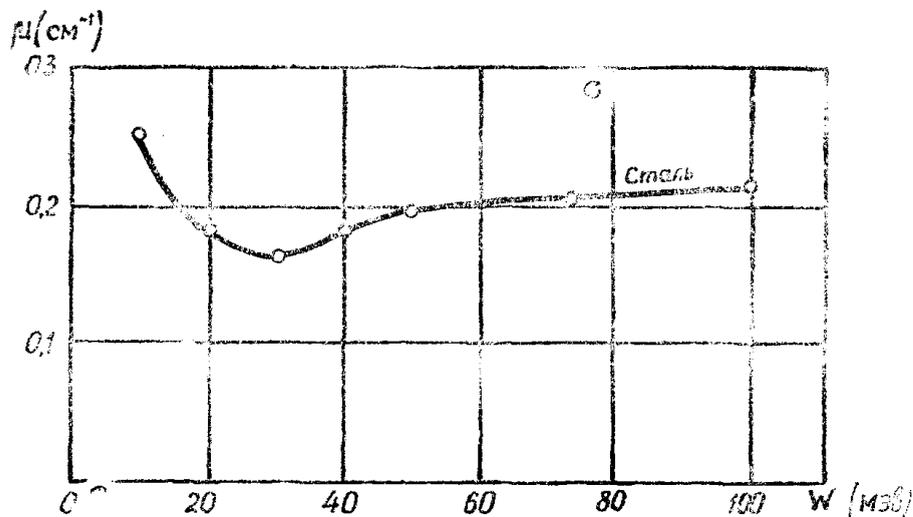


Рис. 7. Изменение коэффициента линейного ослабления жесткого излучения в зависимости от энергии излучения

Засвечивание фотопластины вторичными лучами при энергии первичных лучей 10 Мэв оказалось в три раза больше, чем при энергии первичных лучей 22 Мэв. Потемнение фотопленки, вызванное вторичными лучами при пользовании первичным излучением 22 Мэв, вообще оказывается малым.

Действие вторичного излучения можно еще ослабить, если фотопленку отодвинуть от объекта. Интенсивность вторичного излучения тогда ослабнет обратно пропорционально квадрату расстояния от образца, в то время, как первичное излучение будет уменьшаться обратно пропорционально квадрату расстояния от мишени.

Можно добиться, что только 20% потемнения фотопленки будет связано со вторичным излучением.

Другим указанием на малую роль вторичного излучения служит также то обстоятельство, что в стали можно наблюдать трещину толщиной приблизительно 0,8 мм независимо от толщины слоя стали.

В практике просвечивания лучами малой жесткости трещины, отчетливо видимые в тонком образце, не видны в толстых. Причиной этому является то, что при просвечивании рентгеновскими лучами с энергией несколько сот килоэлектронвольт с увеличением толщины образца получается все более значительное вторичное излучение. Плотность потемнения фотопленки, вызываемая вторичными лучами, может быть во много раз больше плотности потемнения, вызываемой первичными лучами.

В случае первичного излучения, создающего мало вторичного излучения, увеличение толщины слоя вещества перед фотопленкой сопровождается ослаблением интенсивности лучей, падающих на пленку. Практически изображение не искажается и требуется только иная—большая экспозиция. При просвечивании железа толщиной 50 и 300 мм трещина обнаруживалась одинаково четко.

При просвечивании изделий рентгеновскими лучами обычной энергии необходимо применять меры по недопущению рассеянного излучения

в комнате и на фотопластину. С этой целью для получения более плотного теневого изображения на рентгеновской пленке непосредственно перед ней иногда помещают тонкий свинцовый экран, например, толщиной 1,02 мм. Этот экран поглощает мягкие лучи и уменьшает вуалирование рентгеновской пленки. Прямой пучок лучей, мало ослабленный, при прохождении через тонкие слои материала изделия сложной формы нужно блокировать путем наращивания толщины слоя материала. Отсутствие рассеяния лучей при энергии 20 Мэв исключает необходимость такой блокировки для образцов, хотя они могут быть более 30 см толщиной.

В бетатроне получается тонкий пучок лучей. Ускоряемые электроны фокусируются в ленту с поперечными размерами  $1 \times 1$  мм.

Электронный луч, смещаясь на мишень, создает источник излучения высотой 1 мм. Ширина этого источника может быть очень узкой в соответствии с шагом спирального расширения электронного луча. Выбрав мишень малых размеров, можно получить „точечный“ источник излучения. В бетатроне 22 Мэв высота мишени составляет 0,25 мм. Для получения большой скорости записи явления на фотопленку ее закладывали между двумя флюоресцирующими экранами.

Для просвечивания железа наиболее подходящим является бетатрон с энергией излучения 25 Мэв.

С помощью рентгеновских лучей в промышленных условиях осуществляют просвечивание изделий в толстых слоях, измеряемых сотнями миллиметров. Время, необходимое для просвечивания, измеряется десятками минут, т. е. является практически приемлемым.

Мнения, еще недавно высказываемые рядом исследователей о невозможности применить рентгеновы лучи для исследования материалов в толстых слоях, следует считать устаревшими.

Основы выбора диапазона энергии излучений для целей просвечивания с помощью рентгеновских лучей, изложенные в настоящей статье, исходят из определенных технических приемов выполнения этой операции. Следует искать новые технические приемы с целью применять более жесткие лучи с энергией 50 Мэв и выше. Необходимо работать дальше над увеличением интенсивности источников рентгеновского излучения. В этом отношении особенно перспективными в интересующем технику просвечивания диапазоне энергии порядка 8—10 Мэв представляются электростатический генератор с движущейся лентой (статитрон), бетатрон и линейный ускоритель.

Исследователей всегда привлекала перспектива сооружения микроскопа для рассматривания объекта в рентгеновских лучах. Малая длина волны рентгеновского излучения позволила бы получать большое увеличение, чем это возможно с помощью видимого света или электронных волн в электронном микроскопе.

Преимуществом рентгеновского микроскопа перед электронным также является то, что объект не нужно помещать в вакуум. С помощью рентгеновских лучей будут видны внутренние детали устройства материалов и объектов. В настоящее время создана лабораторная модель микроскопа для рентгеновых лучей.

В устройстве микроскопа использован принцип отражения рентгеновских лучей от полированной поверхности при условии, что лучи падают под очень малым углом к поверхности, почти параллельно ей. Микроскоп состоит из рентгеновской трубки и двух вогнутых зеркал, на которые лучи падают под углом меньше, чем  $0,5^\circ$ , после того, как они пройдут через образец. Зеркала изменяют направление хода лучей таким образом, чтобы получить на фотопленке увеличенное изображение предмета.

С помощью зеркал получили увеличение изображения в 10 раз, кроме того это изображение еще в 10 раз увеличивали фотоувеличением. Таким

образом, общее увеличение, полученное с помощью рентгеновского микроскопа, составляло 100 раз.

Зеркало представляет собой пластины из плавленного кварца, поверхность которых имела наилучшую полировку и была покрыта платиной. Для улучшения фокусирования кривизна поверхности, по которой изгибались пластины, регулировалась от руки. Оптическая система и держатель образца монтируются в компактный блок, располагаемый вблизи от рентгеновской трубки. Кассета с фотопленкой располагается на расстоянии 30—50 см от оптического блока. Трубка, оптический блок и кассета—все это монтируется на одном направляющем устройстве. Опыты с лабораторной моделью показали высокую разрешающую способность рентгеновского микроскопа.

Промышленные перспективы рентгеновского микроскопа исключительно велики. Этот метод дополнит и расширит применение рентгеновских лучей в промышленности.

---