

Тема 3. Взаимодействие ускоренных электронов с веществом (часть 3)

1. Отражение заряженных частиц от поверхности; отражение электронов.
2. Глубина проникновения электронов в вещество.
3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

1. Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц

- Явление отражения от поверхности присуще любым видам ионизирующих излучений.
- В поток отраженного излучения часто включают не только частицы первичного излучения, покидающие облучаемую поверхность в результате рассеяния на большие углы, но и частицы вторичного излучения того же типа.
- Понятие «альбедо» характеризует отражение ионизирующих излучений от рассеивающих тел.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

1. Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц

Поле обратно рассеянного излучения определяется:

- типом и энергией падающего пучка частиц;
- угловым распределением и геометрией источника;
- формой, составом и толщиной отражающего вещества;
- взаимным расположением источника, отражателя и точки детектирования;
- средой, которая граничит с отражающей поверхностью и в которой находятся источник и детектор.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

1. Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц

Пусть: 1) на отражающую поверхность падает моноэнергетический тонкий луч;

2) отражатель является полубесконечным, т.е. таким, когда величина альбеда является максимальной.

• Дифференциальное энергетически-угловое альбеда - наиболее полная характеристика отраженного излучения тонкого луча:

$$(1) \quad a(E_0, \theta_0, E, \theta, \varphi) = \frac{\text{число отраженных частиц } E \in dE \text{ и } \Omega \in d\Omega}{\text{число упавших частиц} \cdot dE \cdot d\Omega}$$

где θ_0 – угол падения излучения на поверхность отражателя, а углы θ и φ характеризуют направление отраженного излучения (θ - полярный угол, а φ - азимутальный). Единица измерения дифференциального энергетически-углового альбеда – $1/(\text{МэВ} \cdot \text{ср})$.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

- **Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц**

Дифференциальные характеристики альбедо:

- дифференциальное числовое альбедо (угловое распределение отраженного излучения):

$$a_N(E_0, \theta_0, \theta, \varphi) = \int_0^{E_0} a(E_0, \theta_0, E, \theta, \varphi) dE$$

- дифференциальное энергетическое альбедо (угловое распределение отраженной энергии):

$$a_E(E_0, \theta_0, \theta, \varphi) = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} a(E_0, \theta_0, E, \theta, \varphi) E dE \quad (3)$$

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

1. Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц

- полное числовое альbedo:

$$a_N(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} a_N(E_0, \theta_0, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta \quad (4)$$

где $a_N(E_0, \theta_0, \theta, \varphi)$ - дифференциальное числовое альbedo.

- полное энергетическое альbedo:

$$a_E(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} a_E(E_0, \theta_0, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta \quad (5)$$

где $a_E(E_0, \theta_0, \theta, \varphi)$ - дифференциальное энергетическое альbedo

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

1. Понятия и закономерности, общие для любого вида заряженных частиц

Закономерности полного альбедо, имеющие место для любых заряженных частиц:

- величина альбедо возрастает с увеличением атомного номера вещества Z , поскольку сечение упругого рассеяния возрастает с увеличением Z_2 (см., например, формулу Резерфорда);
- величина альбедо увеличивается с увеличением угла падения первичного излучения θ_0 , так как уменьшается расстояние, которое должны пройти рассеянные частицы до поверхности вещества, и становится меньше необходимый для выхода из вещества угол рассеяния (в соответствии с сечением Резерфорда вероятность рассеяния тем больше, чем меньше угол рассеяния);
- Величина альбедо (при достаточно высоких E_0) уменьшается с увеличением E_0 , так как уменьшается средний угол рассеяния в упругих столкновениях.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

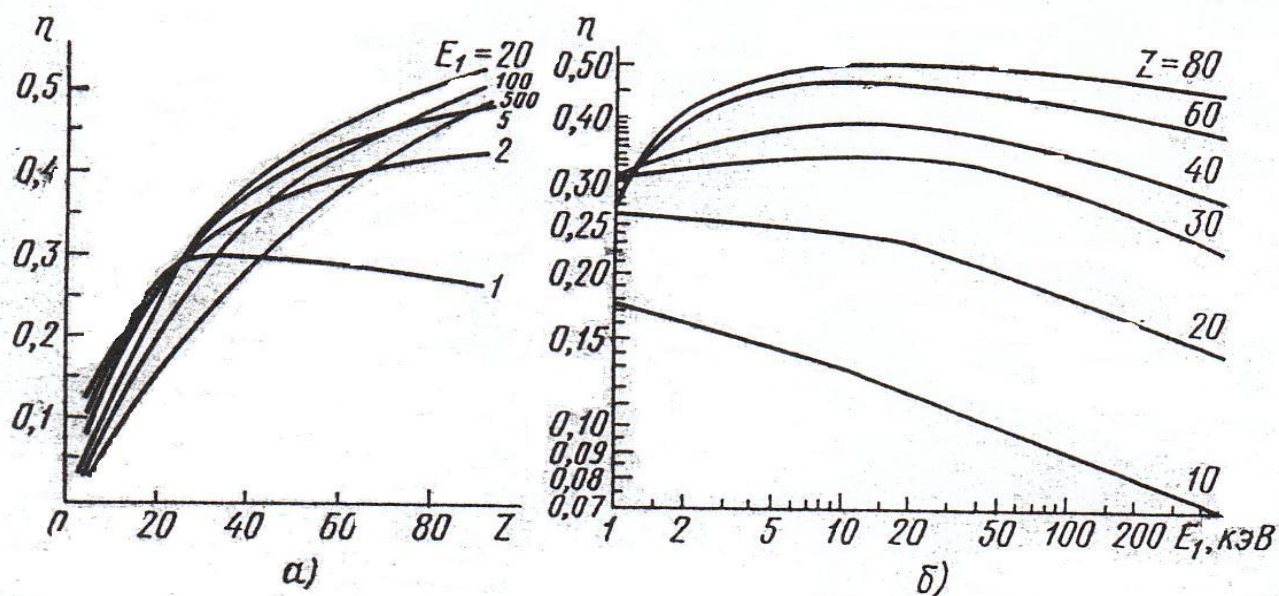
2. Отражение электронов

- Средний угол рассеяния у электронов (позитронов) в кулоновском поле атомов много больше, чем у тяжелых заряженных частиц. В результате даже при нормальном падении на поверхность вещества имеет место заметный выход обратно рассеянного излучения, в том числе и при рассеянии релятивистских электронов.
- **Коэффициент обратного рассеяния η** (полное числовое альbedo) – доля электронов первичного пучка, покинувших пределы образца в результате рассеяния на большие углы. Он учитывает все обратно рассеянные электроны независимо от их энергии и угла вылета.

К этой группе принято относить все электроны, вышедшие из мишени с энергией от 50 эВ до E_0 . Граница 50 эВ разделяет истинно вторичные (менее 50 эВ) и неупруго отраженные электроны. Она является условной.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

2. Отражение электронов



номера (а) и энергии электронов (б)

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

2. Отражение электронов

- При постоянной энергии первичных электронов $E > 1$ кэВ коэффициент обратного рассеяния монотонно возрастает с атомным номером в результате увеличения рассеивающих способностей вещества. В диапазоне энергий 1-100 кэВ зависимость $\eta(Z)$ имеет характерный излом при $Z \sim 25..30$.
- Зависимость $\eta(E)$ различна для легких и тяжелых элементов, однако в диапазоне энергий от 2 до 50 кэВ η почти не меняется с ростом E . Поэтому на практике часто пренебрегают влиянием E на значения η по сравнению со значительно более сильным влиянием Z , хотя это не всегда корректно.

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

2. Отражение электронов

Для расчета коэффициента обратного рассеяния η электронов с энергией от 0,1 МэВ до 30 МэВ, падающих нормально на поверхность отражателей с $Z \geq 6$ имеется эмпирическая формула:

$$a_N = a_1 / (1 + a_2 \varepsilon^{a_3}) \quad (6)$$

где
$$\varepsilon = E / mc^2$$

$$a_1 = 1,15 \exp(-8,35 \cdot Z^{-0,525}),$$

$$a_2 = 0,0185 + 15,7 \cdot Z^{-1,59},$$

$$a_3 = 1,56 - 4,42 \cdot Z^{-1}.$$

1. Отражение заряженных частиц от поверхности

2. Отражение электронов

- Зависимость коэффициента отражения η от угла падения θ :

$$\eta(\theta) = \eta_{\max} \exp(-\beta \cos \theta),$$

где η_{\max} и β - свои для каждого материала мишени и энергии электронов.

- Доля энергии, уносимой обратно отраженными электронами (K_{ev}):

$$K_{ev} \approx 0,5\eta \quad (8)$$

2. Глубина проникновения электронов в вещество

- Средний угол рассеяния электрона в упругих столкновениях:

$$\theta_{cp} \sim \frac{Z_2^{1/3}}{\sqrt{E}} \quad (9)$$

При попадании быстрого электрона в вещество его рассеяние на большие углы первоначально происходит редко.

В процессе торможения электрона в веществе в результате ионизационных и радиационных потерь энергии его энергия уменьшается, а углы рассеяния увеличиваются.

Затем наступает область диффузного рассеяния, где направление движения электрона уже не зависит от первоначального направления.

2. Глубина проникновения электронов в вещество

2. Параметры, характеризующие проникновение электронов в вещество

- Средний траекторный пробег R_0 – средняя длина пути, пройденного частицей до полной остановки.

$$R_0(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(-dE/dx)} \quad (10)$$

Это – средний пробег электрона в предположении, что тормозная способность – это однозначная и непрерывная функция от энергии электрона (пробег в предположении непрерывного замедления).

- Истинный пробег – пробег отдельной частицы.

Примечание 1. Из-за статистических флуктуаций потерь энергии в одиночных столкновениях и многократного рассеяния пробеги отдельных электронов с одинаковой энергией могут сильно различаться между собой.

Примечание 2. Значения истинных пробегов флуктуируют вокруг средних пробегов и этот разброс достаточно хорошо описывается распределением Гаусса

2. Глубина проникновения электронов в вещество

1. Коэффициенты пропускания (прохождения)

- Зависимость числа частиц, прошедших некоторый слой вещества, от толщины этого слоя определяется:
 - толщиной вещества,
 - его атомным номером,
 - энергией частиц,
 - первоначальным направлением частиц.

- Коэффициент пропускания по числу частиц $\gamma(d)$ равен отношению числа частиц, прошедших поглотитель толщиной d , к числу упавших на него частиц N_0 :

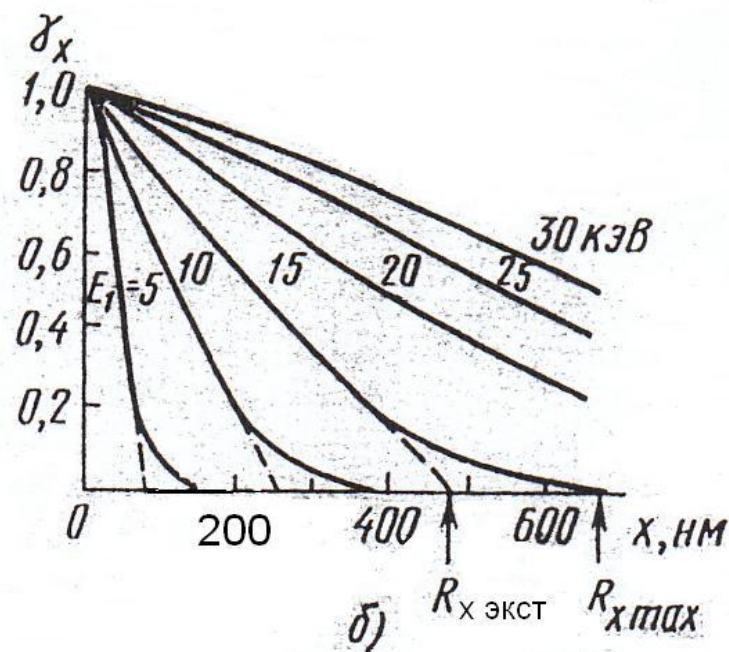
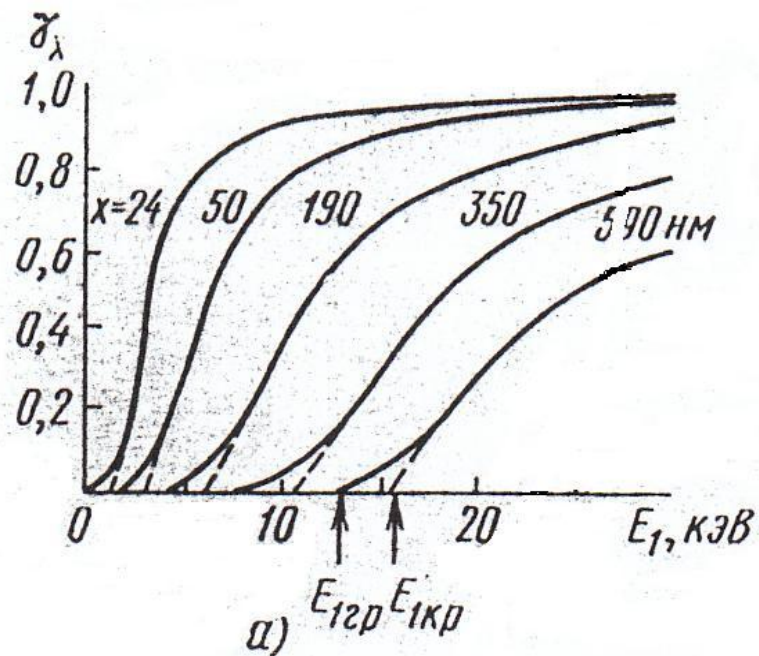
$$\gamma(d) = \frac{N(d)}{N_0} \quad (11)$$

- Коэффициент пропускания по энергии $\gamma_E(d)$ равен отношению энергии всех частиц, выходящих из поглотителя толщиной d , к энергии всех частиц, падающих на поглотитель:

$$\gamma_E(d) = \frac{E(d)}{E_0 N_0} \quad (12)$$

2. Глубина проникновения электронов в вещество

1. Коэффициенты пропускания (прохождения)



Зависимость коэффициента пропускания от энергии электронов (а) и от толщины пленок (б) для меди

2. Глубина проникновения электронов в вещество

2. Параметры, характеризующие проникновение электронов в вещество

Следует различать траекторный пробег электрона R_0 и глубину его проникновения в вещество d , которая является проекцией пробега на направление первоначального движения.

Всегда $R_0 > d$. Эта разница тем больше, чем тяжелее вещество и меньше энергия электронов.

- Максимальный пробег R_{\max} - определяется минимальной толщиной слоя вещества, из которого не вылетает ни одна из падающих на него нормально частиц.
- Экстраполированный пробег $R_{\text{экстр}}$ - для его нахождения экстраполируют линейную часть коэффициента пропускания до пересечения с осью абсцисс.
- Нормальный пробег - соответствует такой толщине пленки, при которой коэффициент пропускания электронов падает в e раз.

2. Глубина проникновения электронов в вещество

2. Параметры, характеризующие проникновение электронов в вещество

В случае максимального пробега независимо от материала мишени и энергии электронов справедлива приближенная формула:

$$R_{x \max} = R_{x \text{ экстр}}^{(13)} (0,95 - 1,1\eta)$$

где R_0 – средний траекторный пробег, η - коэффициент неупругого отражения электронов.

2. Глубина проникновения электронов в вещество

Если известна величина экстраполированного пробега электрона с начальной энергией E_0 в каком-либо веществе, то экстраполированный пробег электрона в другом веществе можно вычислить с помощью соотношения:

$$R_{xЭ} = R_{изв} \frac{(Z/A)_{изв}}{(Z/A)_x}$$

Здесь $R_{xЭ}$ и $R_{изв}$ выражены в г/см².

3. Пространственное распределение потерь энергии быстрых электронов при прохождении через вещество

1. Пространственное распределение линейных потерь энергии ускоренных электронов в веществе – функция, характеризующая потери энергии тормозящихся частиц, пронормированные на единицу длины по глубине мишени, вдоль нормали к ее облучаемой поверхности.

Способы ее определения:

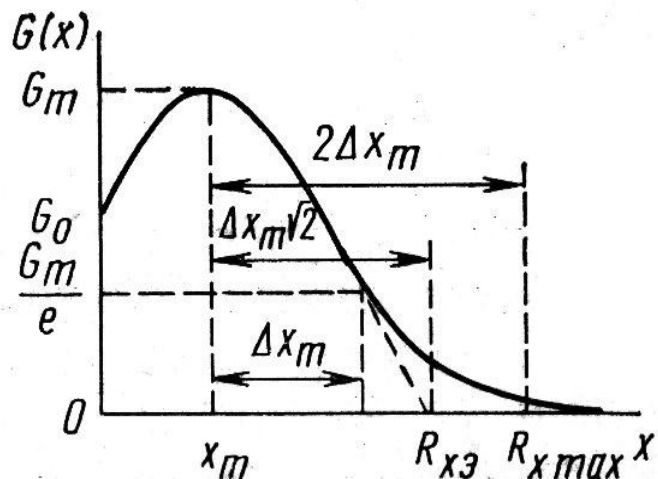
- **экспериментальные;**
- **расчетным путем** (метод Монте-Карло, решение кинетического уравнения, использование аналитических выражений и аппроксимаций).

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

3. Метод аналитической аппроксимации Макарова

Это - один из наиболее удачных методов аналитической аппроксимации потерь энергии электронов на возбуждение и ионизацию.

Для описания распределения линейных (удельных) потерь энергии пользована функция Гаусса:



(14)

$$G(x) = G_m \exp(-(x - x_m)^2 / \Delta x_m^2) = G_m \exp(-(x / x_m - \chi)^2)$$

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

3. Метод аналитической аппроксимации Макарова

Независимо от атомного номера вещества и энергии электронов E_0 можно определить параметры χ , Δx_m , и G_m распределения (14), если известны всего две экспериментальные характеристики: максимальная глубина проникновения электронов в вещество $R_{x\max}$ и коэффициент обратного рассеяния η .

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

3. Метод аналитической аппроксимации Макарова

В (14) $x_m/\Delta x_m$ характеризует относительное положение максимума распределения, а Δx_m – его полуширину.

$$\chi = x_m / \Delta x_m = 0,16\eta^{-0,65} \quad (15)$$

$$\Delta x_m = (R_{x \max} - x_m) / 2 = R_{x \max} / (2 + \chi) \quad (16)$$

Величину G_m находят из условия равенства площади под кривой $G(x)$ и энергии, поглощенной в мишени:

$$\int_0^{\infty} G(x) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta x_m G_m (1 + \operatorname{erf} \chi) = E_0 (1 - W_\eta) \quad (17)$$

Доля энергии W_η , уносимая обратно рассеянными электронами, определяется только значением η .

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

3. Метод аналитической аппроксимации Макарова

Из (17) следует:

$$G_m \underset{(18)}{=} 2E_0 (1 - 0,5\eta - 0,4\eta^2) [\sqrt{\pi} \Delta x_m (1 + \operatorname{erf} \chi)]^{-1}$$

Здесь

$$\operatorname{erf} \chi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\chi} e^{-t^2} dt$$

- функция ошибок

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

Так как пробеги электронов R_{xmax} и коэффициенты η , а также их зависимость от E_0 для многих материалов известны или могут быть оценены с достаточной степенью точности, то с помощью формул (14)-(18) можно рассчитать $G(x)$ практически для любых веществ в широком диапазоне энергий.

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество

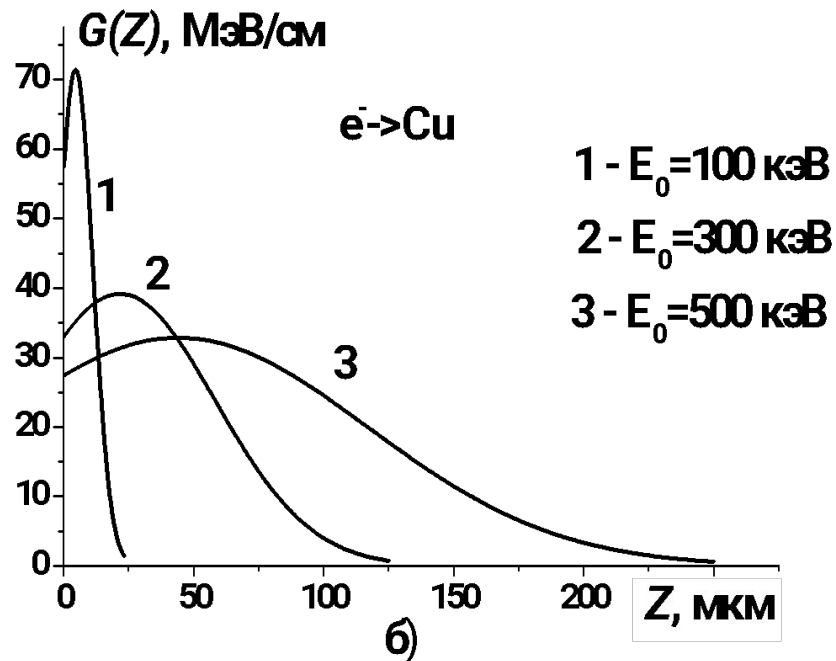
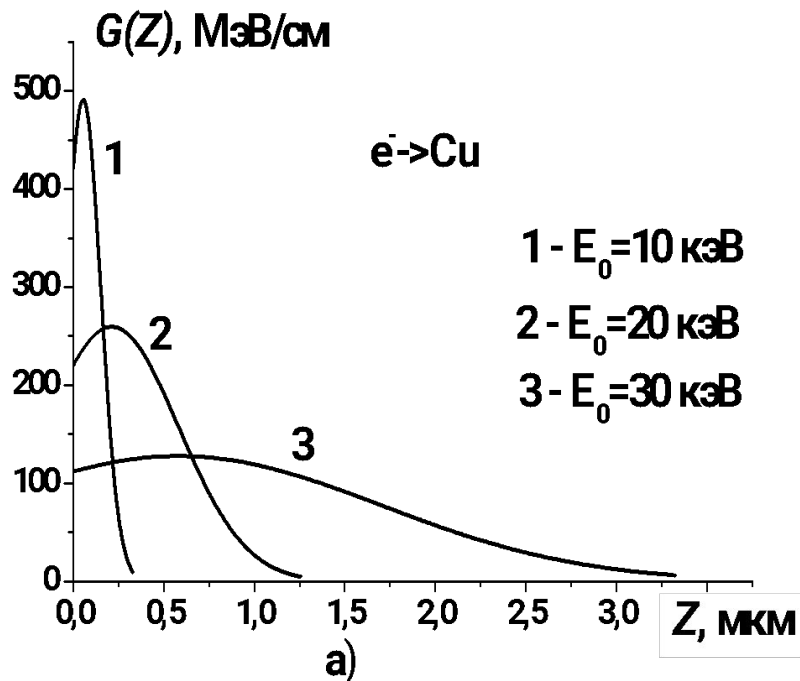
3. Метод аналитической аппроксимации Макарова

- Расчет $G(x)$ по формуле (14) хорошо согласуется с имеющимися опытными данными, особенно если использовать не теоретические, а экспериментальные значения η и $R_{x\max}$.
- Если известны значения экстраполированных пробегов $R_{x\mathcal{E}}$, то $R_{x\max}$ можно вычислить из соотношения:

$$R_{x\max} = R_{x\mathcal{E}} (2 + \chi)(\sqrt{2} + \chi)^{-1} \quad (19)$$

- Рассмотренный подход, хотя и является эмпирическим, имеет определенное физическое обоснование. И положение максимума $G(x)$, и коэффициент η определяются одними и теми же процессами углового рассеяния электронов в веществе и в силу этого должны быть связаны друг с другом. Формулы (13), (15) и (16) являются просто аналитической аппроксимацией указанной связи.

3. Пространственное распределение потерь энергии ускоренных электронов при прохождении через вещество



Изменение по глубине медной мишени линейных потерь энергии низкоэнергетических (а) и высокоэнергетических (б) электронов