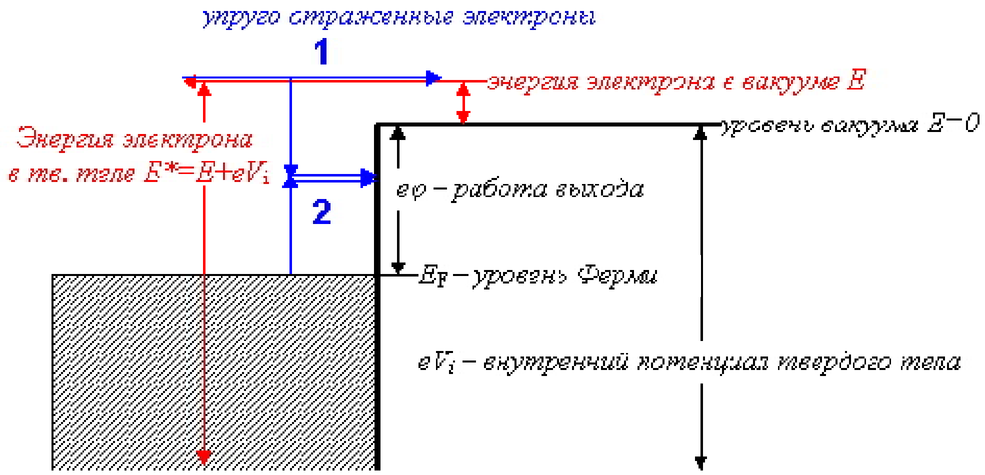
При энергиях в несколько эВ вторичные электроны в твердом теле практически не возбуждаются и в вакуум выходят только отраженные первичные электроны, причем отраженные упруго, т.е без потери своей начальной энергии.



При попадании в твердое тело электрон ускоряется полем поверхностного потенциального барьера и его энергия возрастает на значение так называемого внутреннего потенциала, который является первым (постоянным) членом разложения периодического потенциала кристалла в ряд Фурье и обычно составляет 10-20 эВ. Для того, чтобы снова выйти в вакуум этот электрон должен:

1. **испытать упругое рассеяние в обратную полусферу на одном из атомов твердого тела.**

Вероятность этого процесса определяется сечением упругого рассеяния на кулоновском потенциале ядра, экранированного электронными оболочками, который в довольно грубом приближении Бора можно описать как $V(r)=\frac{Ze^2}{r}\cdot\exp\left(-\frac{r}{r_{eff}}\right)$, где Z - атомный номер элемента, а r_{eff}– эффективный размер атома. На расстояниях, много больших этого размера, волновую функцию рассеянного электрона можно описать сферической волной, которую обычно раскладывают в ряд по полиномам Лежандра:

$$\psi(r,\vartheta)=\frac{f(\vartheta)}{r}e^{ikr}=\frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\left(e^{2i\delta_l}-1\right)P_l(\cos\vartheta)$$

Здесь $f(\vartheta)$ – амплитуда рассеяния, квадрат которой по определению, является дифференциальным сечением рассеяния на полярный угол ϑ, k – волновой вектор волны Де-Бройля, определяемый энергией электрона, а суммируются амплитуды всех парциальных электронных волн с моментом количества движения $\hbar[l(l+1)]^{1/2}$, каждая из которых испытывает при рассеянии фазовый сдвиг δ_l. В случае интересующих нас малых энергий электронов их длина волны много больше эффективного размера атома: $\frac{1}{k}=\frac{\lambda}{2\pi}=\frac{h}{2\pi p}>>r_{eff}$, а это означает, что произведение импульса на эффективный радиус, определяющее момент количества движения, должно подчиняться неравенству: $\hbar>>pr_{eff}=\hbar[l(l+1)]^{1/2}$, которое может выполняться только при l=0. Таким образом, при малых энергиях в сумме остается только первый, не зависящий от полярного угла член, т.е. упругое рассеяние в этом случае (его называют также s-рассеянием) изотропно.

Если вычислить полное сечение упругого рассеяния, получим $\sigma_r=2\pi\int_0^{\pi}|f(\vartheta)|^2\sin\vartheta d\vartheta=\frac{4\pi}{k^2}\sin^2\delta_0$

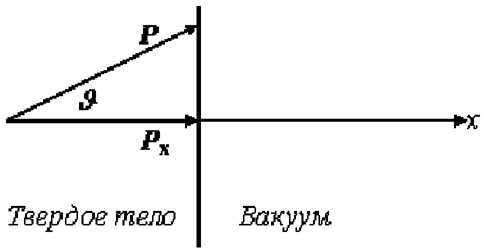
Решение уравнения Шредингера показывает, что фазовый сдвиг при s-рассеянии мал и пропорционален волновому вектору, т.е $\delta_0=\alpha k\approx\sin\delta_0$. Таким образом, полное сечение $\sigma_r\approx 4\pi\alpha^2$, т.е. не зависит и от энергии электрона.

2. **На обратном пути к поверхности рассеянный электрон не должен потерять энергию в столкновении с электронами проводимости металла.**

Действительно, если первичный электрон при движении в металле испытает хотя бы одно столкновение с электроном проводимости, он передаст ему значительную часть своей энергии (в среднем, около половины, как показано на рисунке для случая 2) и оставшейся ему просто не хватит для преодоления поверхностного потенциального барьера на границе с вакуумом. Поэтому в вакуум из объема могут выйти только электроны, рассеянные в обратную полусферу на атомах металла и не испытавшие при этом электрон-электронных (неупругих) столкновений. Таким образом, средняя глубина их выхода определяется длиной свободного пробега по отношению к потере энергии (точнее, ее половиной, т.к. надо пройти путь туда и обратно без потери энергии), которая не превышает несколько десятков ангстрем.

3. Достигший поверхности электрон должен иметь достаточную для преодоления барьера энергию, связанную с нормальным к поверхности компонентом импульса

При изотропном рассеянии полярный угол, под которым электроны подходят к поверхности, с равной вероятностью может быть любым из диапазона $0< \vartheta <\pi/2$. При прохождении через одномерный потенциальный барьер в вакуум уменьшается только нормальный к поверхности компонент импульса p_x, а тангенциальный остается без изменений. Полная энергия электрона в твердом

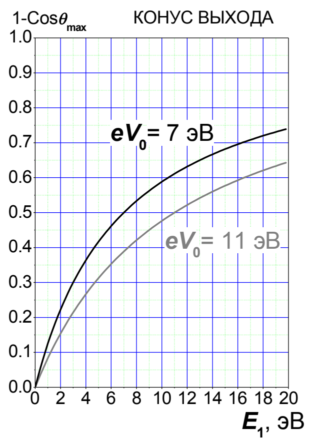


теле, по-прежнему, равна $E^* = E + eV_i = \dfrac{P^2}{2m}$.

В то же время, энергия, связанная с нормальным компонентом импульса должна быть не меньше высоты потенциального барьера:

$E_x^* = \dfrac{P_x^2}{2m} = \dfrac{P^2\cos^2\vartheta}{2m} = \left(E + eV_i\right)\cos^2\vartheta \geq eV_i$, а это означает, что есть предельный угол раствора так называемого конуса выхода, из которого электроны с данной энергией способны выйти в вакуум:

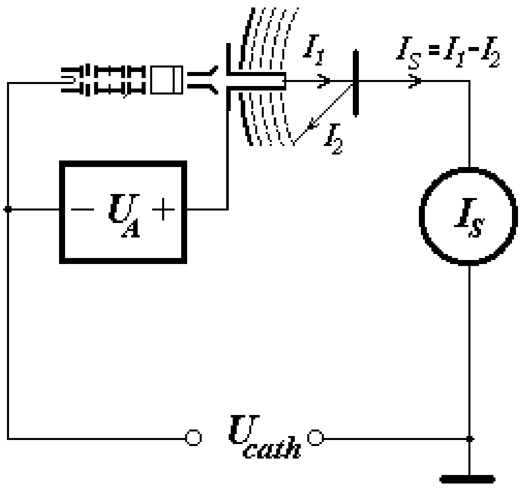
$\cos\vartheta_{\max} = \sqrt{\dfrac{eV_i}{E + eV_i}}$. Для изотропного s-рассеяния полный коэффициент упругого отражения

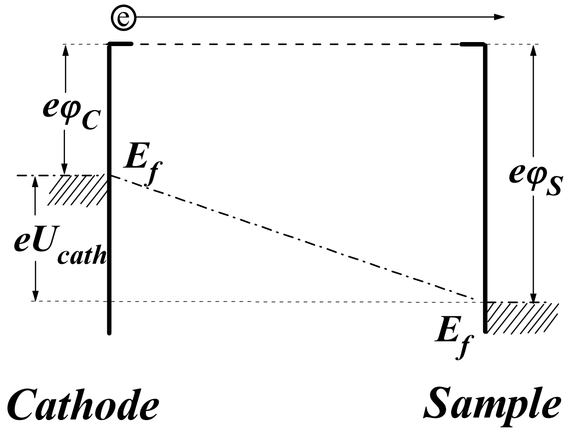


$$R(E) = const \int_0^{\cos\vartheta_{\max}} \sin\vartheta d\vartheta = const(1 - \cos\vartheta_{\max}) \sim 1 - \sqrt{\frac{eV_i}{E + eV_i}}$$

Фактически, эта функция, график которой прилагается, характеризует вероятность выхода в вакуум электрона с энергией E. Реальные значения коэффициента упругого отражения могут быть только меньше

Электронно-лучевой метод КРП.
This is corrected figure of experimental arrangement of Anderson's method.





And here is a potential diagram for the case, when work function of cathode is less then that of sample and contact potential difference (cpd) is just compensated by U_{cath}. In this case (-) is applied to the cathode with respect to the sample. If sample is grounded (its potential is taken as zero) then U_{cath}<0, eU_{cath}>0. In opposite case ($e\varphi_C$>$e\varphi_S$) plus must be applied to the cathode and eU_{cath}<0. But in any case

$$eU_{cath} + e\varphi_C = e\varphi_S\ .$$

By the way this diagram shows start and final potentials only because electrons energy at the sample surface is defined by their difference. In reality electrons are accelerated at first in the gun (+eU_A) and then become slower in the retarding field between sample and anode of the gun (-eU_A). Such an arrangement is convenient because all potentials in the gun with respect to the cathode are constant, so current, focusing and position of primary beam don't change when U_{cath} is varying.

Ниже приводится более подробный рисунок, поясняющий измеряемую вольт-амперную характеристику. При изменении потенциала катода рано или поздно наступит момент, когда катод станет существенно положительнее мишени и ни один электрон на нее попасть не сможет, все они отразятся (точка a). Можно, конечно, трактовать это как стремление к единице коэффициента упругого отражение (I_2=I_1), но надо иметь в виду, что указанный эффект характеризует используемую измерительную схему, а отнюдь не изучаемый материал.

Бронштейн, кстати, использовал специальные низковольтные пушки, анод которых находился под потенциалом мишени и у него подобная ситуация была в принципе невозможна – при положительном по отношению к аноду потенциале катода просто ни один электрон не выйдет из пушки и не достигнет мишени.

И последнее: при использовании обсуждаемой методики ширина этой «кривой задержки» (от точки a до точки c) определяется распределением по энергиям электронов в пучке. Обычно она составляет порядка 1 эВ. Однако, следует учесть, что электроны от анода к катоду движутся в существенно неоднородном тормозящем поле, меняющемся при изменении энергии. Если не принять специальных мер, чтобы на всем этом пути пучок пересекал силовые линии этого поля по нормали, то возникнет тангенциальная составляющая импульса, а нормальная, по которой электроны и тормозятся, соответственно уменьшится. Учитывая, что электроны тормозятся примерно на 30 эВ, размах возникающего по указанной причине разброса по нормальным скоростям вполне может быть на порядок больше (т.е. в энергетической шкале порядка 10 эВ). Думаю, что именно это и наблюдалось у авторов.

$e\varphi_{cath} < e\varphi_{sample}$