

1.4 Рассеяние электроном неполяризованного излучения

При рассеянии фотона на электроне, свободном от связи с другими частицами, дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного фотона зависит только от энергии и направления рассеиваемого фотона и выражается формулой Клейна-Нишины-Тамма:

$$\frac{d\sigma_{KN}(\cos\theta, \varepsilon)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)]^2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)} \right] d\Omega \quad (8)$$

здесь $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ - классический радиус электрона (e - заряд, m_e - масса электрона, $\varepsilon = E/m_e c^2$ - энергия фотона, отнесенная к энергии покоя электрона), θ - угол отклонения рассеянного кванта от первоначального направления движения, $d\Omega = \sin\theta \cdot d\theta d\varphi$ - элемент телесного угла.

Неполяризованный луч можно представить как наложение бесчисленного множества поляризованных лучей, распространяющихся в одном направлении, векторы напряженности электрического поля (E) которых распределены вокруг направления луча. В этом случае любой вектор электрического поля E из этого набора может быть представлен в виде разложения по координатам X и Y , оси которых перпендикулярны лучу. Таким образом, любой вектор напряженности электрического поля может быть представлен в виде: $E = E_x + E_y$, где E_x и E_y - компоненты E вдоль взаимно перпендикулярных осей, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению распространения первичного луча (**Рис. 4**).

Теперь задача сводится к оценке интенсивности рассеянного луча в точке M , произвольно расположенной относительно первичного луча (**Рис.5**). Любой вектор E будем представлять в виде разложения по двум ортогональным координатам, как показано на **Рис.4**.

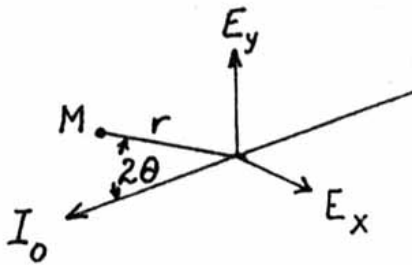


Рис. 5. Взаимное расположение первичного пучка I_0 , точки M , в которой оценивается интенсивность рассеянного луча, и компонент векторов напряженности электрического поля неполяризованного луча E_x и E_y

Поскольку реальное время измерения интенсивности значительно превышает период колебаний электромагнитной волны, усредненные квадраты амплитуд по выбранным осям будут

одинаковы, т.е.

$$\langle |E_x|^2 \rangle = \langle |E_y|^2 \rangle; \langle E^2 \rangle = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle.$$

Следовательно

$$\langle |E_x|^2 \rangle = \langle |E_y|^2 \rangle = \langle E^2 \rangle / 2.$$

Математически это разложение будет иметь вид $E = E_x + E_y$.

Оси координат для разложения вектора E на компоненты мы, в принципе, можем выбирать по нашему желанию. От этого физический результат не изменится. Но для удобства расчетов расположим их относительно точки M так, как показано на **Рис.5**. При таком расположении компонент разложения, когда E лежит в плоскости падающего и рассеянного лучей, а E перпендикулярна ей, можно воспользоваться формулой (7), выведенной в предыдущем разделе и получим значение интенсивности для рассеянного излучения в точке M . При этом обратим внимание, что компонента a_{\perp} ускорения электрона, связанная с компонентой E_x , окажется ей параллельна, т.к. E_x перпендикулярна плоскости, в которой лежит вектор r . Иными словами угол между E_x и a_{\perp} будет равен 0. Компонента интенсивности рассеянного луча

$$I_x(r) \sim \langle E_x^2 \rangle \sim \langle E_0^2 \rangle / 2 \sim I_0 / 2 \text{ или согласно (7):}$$

$$I_x(r) = I_0 r_e^2 / 2 |r|^2.$$

Компонента интенсивности рассеянного луча

$$I_y(r) = I_0 r_e^2 \text{Cos}^2 2\Theta / 2 |r|^2.$$

Суммарная интенсивность рассеянного электроном излучения в точке M в этом случае будет равна:

$$I(r) = I_x(r) + I_y(r) = I_0 r_e^2 / 2 |r|^2 + I_0 r_e^2 \text{Cos}^2 2\Theta / 2 |r|^2 = (r_e^2 / |r|^2) |I_0| (1 + \text{Cos}^2 2\Theta) / 2 \quad (9)$$

Из проведенных рассуждений ясно, что из-за зависимости интенсивности рассеяния лишь от компоненты ускорения a^{\wedge} в рассеянной волне всегда будет наблюдаться поляризация, даже если падающее излучение неполяризовано. Множитель

$$P = (1 + \text{Cos}^2 2\Theta) / 2 \quad (10)$$

учитывает этот эффект и называется поляризационным фактором.

Характеристическое излучение рентгеновской трубки, которое применяется в рентгеноструктурном анализе по природе возникновения неполяризовано, но, как следует из приведенных рассуждений, после столкновения с электроном и изменения направления движения возникает поляризация рентгеновских лучей, причем ее величина зависит от угла рассеяния (Рис.6).

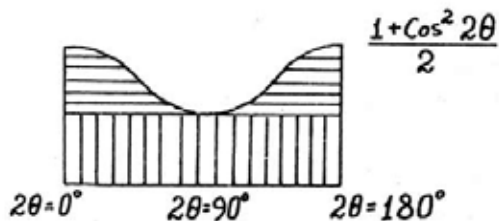


Рис. 6. Величина поляризационного фактора при упругом рассеянии рентгеновских лучей как функция угла Θ . Вертикальной штриховкой выделен вклад в поляризационный фактор величин,

связанных с компонентой интенсивности первичного пучка вдоль оси X, а горизонтальной - величин, связанных с компонентой интенсивности первичного пучка вдоль оси Y.

Обращает на себя внимание тот факт, что при угле $2\Theta = 90^\circ$ величина поляризационного фактора будет определяться только компонентой интенсивности первичного пучка, параллельной оси X, т.е. рассеянный луч становится полностью поляризованным перпендикулярно плоскости рассеяния. Этим свойством обычно пользуются для получения полностью поляризованного излучения. Выбирают кристалл, который дает сильный рефлекс при $2\Theta = 90^\circ$, и брэгговское отражение этого рефлекса используют как поляризованный рентгеновский луч. Например, этому условию удовлетворяет рефлекс 333 при съёмке кристалла Ge на медном характеристическом излучении ($\Theta = 45^\circ 5'$). При углах $2\Theta = 0$ и π рассеянный луч совсем неполяризован.