

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ГРАНИЦЫ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

С.Л.Дударев, М.И.Рязанов

Показано, что дифракция быстрых заряженных частиц в монокристалле исчезает с ростом энергии частиц. Найдена зависимость эффекта от температуры.

1. Брэгговская дифракция заряженных частиц есть их отражение от систем кристаллографических плоскостей на малые углы. Если не интересоваться движением в режиме каналирования^{1, 2}, то угол отражения больше критического угла Линдхарда θ_L . Угол отражения при дифракции связан с вектором обратной решетки g соотношением

$$\theta \approx 2 \sin(\theta/2) = (\hbar g / p).$$

Условие $\theta/2 > \theta_L = \sqrt{2EV_0}/pc$ означает, что дифракция имеет место только для значений

$$g > g_{min} = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{8EV_0}, \quad (1)$$

где V_0 – эффективный потенциальный барьер канала. Таким образом, область брэгговской дифракции ограничена снизу.

2. С другой стороны, существование некогерентного квазиупругого рассеяния на вызванных тепловыми колебаниями флуктуациях потенциала ограничивает область существования брэгговского рассеяния сверху. Необходимость точной ориентации скорости частицы по отношению к кристаллографическим плоскостям для брэгговской дифракции приводит к тому, что при нормальных условиях (тепловое смещение u_a порядка радиуса экранирования) даже однократное некогерентное рассеяние выводит частицу из брэгговского направления. Характерной длиной дифракционного отражения является "маятниковая" длина³

$$l_M(g) = \frac{\hbar v}{n |U(g)|} \exp\left(\frac{1}{2} \langle (gu)^2 \rangle\right),$$

где n – число атомов в единице объема, $U(q)$ – фурье-образ потенциала атома. Дифракция исчезает, если на этой длине вероятность некогерентного рассеяния порядка единицы. Обусловленная тепловыми колебаниями флуктуация потенциала отдельного атома

$$\delta U_a = U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a - \mathbf{u}_a) - \langle U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a - \mathbf{u}_a) \rangle$$

в приближении некоррелированных тепловых смещений дает сечение рассеяния⁴

$$\sigma = \int d\sigma_0 (1 - \exp(-\langle (qu)^2 \rangle)), \quad (2)$$

где $d\sigma_0$ – сечение рассеяния на изолированном атоме. Поэтому условием исчезновения дифракции служит неравенство

$$l_M(g) n \sigma \gtrsim 1. \quad (3)$$

Подчеркнем, что σ не зависит от g , а $l_M(g)$ возрастает с увеличением g . Поэтому неравенство (3) фактически ограничивает область существования брэгговского рассеяния со стороны больших g . Верхняя граница g_{max} области векторов обратной решетки g , для которых дифракция существует, является корнем уравнения

$$\sigma = \frac{1}{\hbar v} |U(g)| \exp\left(-\frac{1}{2} \langle (gu)^2 \rangle\right). \quad (4)$$

3. Существенно, что сечение, а, следовательно, и g_{max} из (4) является функцией не энергии частицы, а скорости, т. е. слабо зависит от энергии при $v \sim c$. В то же время нижняя граница области дифракции $g_{min} \sim \sqrt{E}$. Поэтому с ростом энергии частицы область дифракции сужается и исчезает при

$$E > E_{крит} \cong \frac{c^2 \hbar^2}{4V_0 \langle u^2 \rangle} \ln \left(\frac{1}{\hbar v \sigma} \left(\frac{1}{g_{min}} \right) \right). \quad (5)$$

Для частиц с энергиями, большими $E_{крит}$ всюду вне области каналирования преобладающим является некогерентное рассеяние на тепловых флуктуациях потенциала с сечением (2), подобное многократному рассеянию в аморфной среде. Как следует из проведенного в ⁵ анализа, величина V_0 уменьшается при переходе к системам кристаллографических плоскостей с высокими индексами Миллера, и брэгговская дифракция для $g < g_{max}$ существует до более высоких энергий частиц. Но, с другой стороны, таким неплотнупакованным плоскостям ⁵ соответствуют большие значения $g(hkl)$ и неравенство (3) может выполняться даже для отражения на первый вектор $g_1(hkl)$. Это приводит к отсутствию когерентных явлений при движении частиц вдоль неплотнупакованных плоскостей. Как следует из (4) для температур, больших дебаевской, критическая энергия убывает как T^{-1} . При $T = 300\text{К}$ для плоскостей (110) кремния $E_{крит} \cong 5 \text{ МэВ}$.

4. Таким образом, для электронов высокой энергии $E > E_{крит}$ в монокристалле осуществляется или режим каналирования при $\theta < \theta_L$ или некогерентное рассеяние при $\theta > \theta_L$, а брэгговское рассеяние отсутствует. Этот эффект существенно скажется на обсуждавшейся в ⁶ задаче об отражении релятивистских электронов от монокристаллической поверхности. В частности, отражение при $E > E_{крит}$ вне области каналирования будет происходить подобно отражению от аморфной среды. В задаче о маятниковом излучении электронов указанный эффект исчезновения дифракции сильно подавит излучение электронов высокой энергии, рассмотренное в ⁷ без учета границ брэгговского отражения.

Литература

1. Lindhard J. Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk., 1965, 34, 14.
2. Каган Ю., Бабаханян Э.А., Кононец Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 776.
3. Хириш П., Хови А., Николсон Р., Пэйшли Д., Узлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М.: Мир, 1968.
3. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд-во АН Армянской ССР, Ереван, 1969.
4. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд-во АН Армянской ССР, Ереван, 1969 г.
5. Каган Ю., Кононец Ю.В. ЖЭТФ, 1970, 58, 226.
6. Хлабутин В.Г., Пивоваров Ю.Л. ЖТФ, 1981, 51, 2392.
7. Федоров В.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 473; ЖЭТФ, 1980, 78, 46.