

8. Galtsov D., Skobelev V. «Phys. Lett.», 1971, 36B, 238.
9. Ритус В. И. ЖЭТФ, 1975, 69, 1517.
10. Jackson H. E., Wietzel K. J. «Phys. Rev. Lett.», 1969, 22, 1008.
11. Jarlskog G. et al. «Phys. Rev.», 1973, 8D, 3813.
12. Loskutov Yu. M., Skobelev V. V. «Phys. Lett.», 1976, 56A, 151.
13. Скобелев В. В. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 10, 142.
14. Скобелев В. В. ЖЭТФ, 1976, 71, 1263.
15. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Теоретическая и математическая физика», 1976, 29, № 1, 65.
16. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1973, 14, № 3, 331.

Поступила в редакцию
23.2 1977 г.
Кафедра
теоретической физики

УДК 539.189.1

Г. Я. Коренман

К ВОПРОСУ ОБ АНИЗОТРОПИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЗОАТОМОВ

В работе [1] было показано, что при атомном захвате мезона, имеющего определенное направление движения \mathbf{n} , орбитальный момент образующегося мезоатома оказывается выстроенным. В последующем мезоатомном каскаде доминируют дипольные (оже- и радиационные) переходы с уменьшением орбитального момента ($\Delta l = -1$), в которых выстроенность сохраняется. Поэтому даже для переходов между нижними состояниями мезоатома угловое распределение рентгеновского излучения может обладать заметной анизотропией (относительно направления \mathbf{n}). В случае переходов $l \rightarrow l' = l - 1$ угловое распределение излучения определяется выражением

$$W(\theta) \sim 1 + \frac{1}{2} \bar{T}_2 P_2(\cos \theta), \quad (1)$$

причем согласно оценкам [1] средний параметр выстроенности $\bar{T}_2 \approx -0.5$. Экспериментальное обнаружение этого эффекта могло бы иметь большое значение для физики мезоатомных процессов, поскольку возможность его существования связана с остротой условиями как механизма образования, так и каскадных переходов мезоатома. Однако в реальных условиях эксперимента начальная выстроенность орбитального момента мезоатома может оказаться сильно подавленной вследствие многократного рассеяния в процессе замедления мезонов, что приводит к разбросу направлений движения мезона перед атомным захватом. В настоящей работе рассмотрено влияние этого деструктивного фактора на анизотропию рентгеновского излучения мезоатомов. Получены количественные оценки соответствующего коэффициента подавления для разных элементов.

Учет разброса мезонов по направлениям движения вокруг первичного направления пучка \mathbf{n}_0 сводится к умножению параметра \bar{T}_2 в выражении (1) на фактор $Q_2(E) = f_2(E) / f_0(E)$, где $f_1(E) f f = (E, \mathbf{n}) P_l(\cos \beta) d\mathbf{n}$ — моменты функции распределения мезонов в мишени по энергиям и направлениям движения, $\cos \beta = (\mathbf{n} \mathbf{n}_0)$. Для простоты предполагается, что \mathbf{n}_0 совпадает с осью симметрии мишени. Функция распределения $f(E, \mathbf{n})$ удовлетворяет уравнению переноса, проинтегрированному по пространственным переменным

$$\begin{aligned} & -I_0 \delta(E - E_0) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) = -N \sigma_t(E) v f(E, \mathbf{n}) + \\ & + N \int_0^{E_0 - E} d\varepsilon \int d\mathbf{n}' \left[\frac{d\sigma(E', \varepsilon, \mathbf{n} \mathbf{n}')}{d\varepsilon d\mathbf{n}} v' f(E', \mathbf{n}') \right] \Big|_{E' = E + \varepsilon} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь I_0 — число мезонов, остающихся в образце в единицу времени, E_0 — энергия частиц пучка, N — плотность атомов в мишени, $\sigma_t(E)$ — полное сечение взаимодействия мезона с атомом, $d\sigma(E', \varepsilon, \mathbf{n} \mathbf{n}')$ — дифференциальное сечение рассеяния при энергии E' , сопровождающееся потерей энергии ε . В отличие от обычных задач о прохождении частиц через вещество [2], уравнение (2) допускает разделение переменных, что приводит к несвязанным одномерным интегральным уравнениям для моментов

$f_l(E)$. Аналогично уравнению для нулевого момента [3], описывающего энергетический спектр мезонов в веществе, их можно решить в приближении непрерывных потерь:

$$f_l(E) = \frac{I_0}{N\nu\kappa_l(E)} \exp \left[- \int_E^{E_0} dE' \frac{S_l(E') + \sigma_c(E')}{\kappa_l(E')} \right]. \quad (3)$$

Здесь

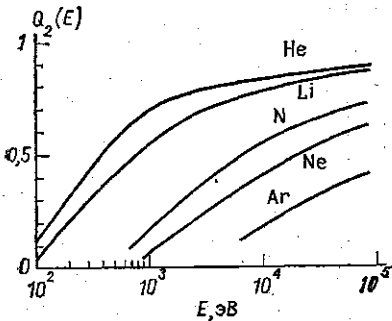
$$\kappa_l(E) = \int P_l(\cos \theta) \varepsilon d\sigma(E, \varepsilon, \cos \theta)$$

моменты дифференциального эффективного торможения, $\sigma_c(E)$ — сечение атомного захвата мезона, $S_l(E) = \int [1 - P_l(\cos \theta)] d\sigma_{sc}(E, \cos \theta)$. Сечение неупругого рассеяния тяжелой частицы на атоме сосредоточено в области малых углов, так что $\kappa_2(E)$ отличается от $\kappa_0(E)$ на величину порядка $(m_l/m_\mu)^2$, где m_l и m_μ — массы электрона и мезона. Тогда, используя (3), получим

$$Q_2(E) \approx \exp \left[- \int_E^{E_0} dE' S_2(E')/\kappa_0(E') \right]. \quad (4)$$

При расчетах для дифференциального сечения рассеяния заряженной частицы на атоме $d\sigma_{sc}$ мы использовали формулу Бете [4] с заменой множителя Z^2 на $Z(Z+1)$ для учета неупругого рассеяния [2]. Параметр экранирования η выбирался в соответствии с работой [5]. Эффективное торможение $\kappa_0(E)$ аппроксимировалось выражением

$$\kappa_0(E) = \frac{2\pi Ze^4}{mv^2} \ln \left\{ 1 + \left[\frac{mv^2}{I} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{I}{E}} \right) \right]^2 \right\}, \quad (5)$$



которое при больших скоростях переходит в обычную формулу эффективного торможения для тяжелых заряженных частиц [6], а при $v \ll e^2/\hbar$ (но $E > I$) и $Z=1$ качественно воспроизводит поведение величины $\kappa_0(E)$, рассчитанной в адиабатическом приближении для водорода [7].

Результаты расчетов величины $Q_2(E)$ при $E_0 = 10$ МэВ и $I = 10 \cdot Z$ эВ для разных элементов приведены на рисунке. Согласно классической модели [8], атомный захват π -мезона в веществах с большими Z происходит вблизи энергии $E_p = 5,7Z^{1/3} \ln(1,1Z^{1/3})$ эВ, при которой, как видно из рисунка, фактор $Q_2(E)$ очень мал. Поэтому в тяжелых элементах нельзя ожидать заметной анизотропии рентгеновского излучения. Это позволяет, в частности, понять отрицательный результат выполненных недавно экспериментов [9] по измерению анизотропии пионного рентгеновского излучения в жидком аргоне. (Согласно [9], усредненный по переходам $(3 \rightarrow 2)$ и $(4 \rightarrow 3)$ параметр α в выражении $W(\theta) = 1 + 0,5 \cdot \alpha \sin^2 \theta$ равен $0,007 \pm 0,089$.) Для легких элементов ситуация оказывается более благоприятной. По расчетам [10], энергия мезона перед атомным захватом в гелии составляет около 200 эВ. При этом $Q_2 \approx 0,35$, так что параметр анизотропии $\alpha \approx 0,29$ может быть измерен экспериментально при той же статистической точности, что и в работе [9]. Приведенные выше расчеты из-за неточностей в описании элементарных процессов при $v \gg e^2/\hbar$ дают лишь грубую оценку величины $Q_2(E)$. Тем не менее они определенно показывают, что в поисках анизотропии мезорентгеновского излучения следует обратить особое внимание на легкие элементы, в частности на гелий.

Автор благодарит В. В. Балашова, В. С. Евсеева и Б. М. Сабирова за полезные обсуждения и К. Уиганда за информацию о работе [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Коренман Г. Я. «Ядерная физика», 1975, 21, 772.
2. Галишев В. С. Вопросы теории многократного рассеяния частиц. М., 1972.
3. Коренман Г. Я., Роговая С. И. «Ядерная физика», 1975, 22, 754.
4. Bethe H. «Phys. Rev.», 1953, 89, 1256.
5. Moliere G. «Naturforsch. Z.», 1947, 2A, 133.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963, § 147.

7. Rosenberg R. L. «Phil. mag.», 1949, 40, 759.
8. Vogel P., Haff P. K., Akylas V., Winther A. «Nucl. Phys.», 1975, A 254, 445.
9. Lum G. K., Wiegand C. E., Godfrey G. L. Preprint, LBL—5345, 1976.
10. Haff P. K. Tombrello T. A. «Ann. of Phys.», 1974, 86, 178.

Поступила в редакцию
25.2 1977 г.
НИИЯФ

УДК 621.315.592

В. Л. Бонч-Бруевич **НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ**
Ю. П. Дрожжов **И ОСОБЫЕ ТОЧКИ ВАН-ХОВА**

Хорошо известна роль особых точек Ван-Хова [1] при изучении зонной структуры полупроводников. До сих пор, однако, наличие этих точек регистрировалось лишь по характерной структуре полос поглощения; при этом можно было обнаружить особые точки как первого, так и второго рода. Кажется небезынтересным выяснить, нельзя ли, заранее нагрев электронный (дырочный) газ, создать достаточную концентрацию электронов (дырок) вблизи особых точек в зоне проводимости (валентной). Тогда оказалось бы возможным экспериментально изучать влияние особых точек первого рода как на рекомбинационное излучение, так и на явления переноса по отдельности из зоны проводимости или валентной зоны.

Один из таких случаев хорошо известен — это есть эффект Ганга. Остаются, однако, два вопроса: а) обязательно ли нагревать электронный газ постоянным электрическим полем; б) какой вклад в явления переноса дают носители заряда, расположенные вблизи особых точек типа M_1 и M_2 ?

Ответ на первый вопрос в принципе ясен: как известно, электронный газ можно нагреть и достаточно сильной электромагнитной волной [2, 3], и за счет работы сил давления [4], надо лишь выяснить, в какой мере реально эти возможности применительно к рассматриваемой задаче. Второй из поставленных вопросов, насколько нам известно, обсуждался лишь в связи с динамикой электронов в металле [5]. Специфический вид закона дисперсии вблизи названных особых точек (разные знаки эффективных масс) позволяет ожидать здесь эффектов не вполне тривиального характера.

Концентрация электронов вблизи рассматриваемых особых точек будет заметной, если их температура, T , понимаемая как мера средней энергии, окажется сравнимой с энергетическим расстоянием между данной точкой и дном зоны проводимости (Δ) (при этом она, очевидно, гораздо больше температуры решетки T). Для ориентировочной оценки T можно воспользоваться уравнением баланса энергии; при этом рассеяние и энергии и импульса будет обусловлено рассеянием на оптических фононах (деформационных (DO) или полярных (PO)).

Запишем уравнение баланса энергии в стандартном виде:

$$\frac{1}{2} E_m^2 \frac{e^2 n \tau_p}{(1 + \omega^2 \tau_p^2) m} = \frac{T - T_0}{\tau_e} n. \tag{1}$$

Здесь E_m — амплитуда напряженности электрического поля в волне; τ_e и τ_p — средние времена релаксации энергии и квазиимпульса; n — концентрация носителей заряда; T и T_0 — температуры носителей заряда и решетки в энергетических единицах. Полагая $\theta = T/T_0$, можем написать

$$\tau_p = \tau_p^0 \theta^{\pm \frac{1}{2}}, \quad \tau_e = \tau_e^0 \theta^{1 \pm \frac{1}{2}}. \tag{2}$$

Здесь нижний знак соответствует рассеянию на DO -фононах, верхний — на PO -фононах. Равенства (2) справедливы при условии $T \gg \hbar \omega_0$, где $\hbar \omega_0$ — энергия DO - или PO -фонона. Введем безразмерные параметры:

$$p = (\tau_p^0 \tau_e^0 e^2 E_m^2) / 2mT_0; \quad \omega^2 \tau_p^2 = \nu^2.$$

Тогда (1) запишется в виде

$$\frac{p}{1 + \nu^2 \theta^{\pm 1}} = (\theta - 1) \theta^{-1 \pm 1}. \tag{3}$$