

## ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ

*М.Я.Амусья, А.С.Балтенков, А.А.Пайзиев*

Показано, что сечение тормозного излучения электронов для квантов с энергией порядка потенциала ионизации определяется виртуальными возбуждениями атома-мишени. Конкретный расчет проведен для электронов, рассеивающихся на аргоне и ксеноне.

Амплитуда тормозного излучения электронов на атомах естественно разбивается на две части, одна из которых выражается только через волновые функции электрона, упруго рассеиваемого на данном атоме, а другая – через характеристики атома – мишени.

Первая часть описывает излучение кванта налетающим электроном, а вторая — излучение самого атома, виртуально возбуждаемого рассеиваемым на нем электроном. Обычно [1] рассматривается лишь вклад "электронного" излучения, тогда как "атомным" пренебрегается. Такое приближение, справедливое для очень малых энергий излучаемого кванта  $\omega$  ( $\omega \ll I$ , где  $I$  — потенциал ионизации атома), становится совершенно несправедливым при  $\omega \gtrsim I$ . Доказательству этого утверждения и вычислению вкладов как "электронного" излучения, так и "атомного" посвящена настоящая работа. Показывается, что вклад "атомного" излучения, который соизмерим с "электронным" при малых энергиях налетающего электрона, становится доминирующим при больших энергиях последнего.

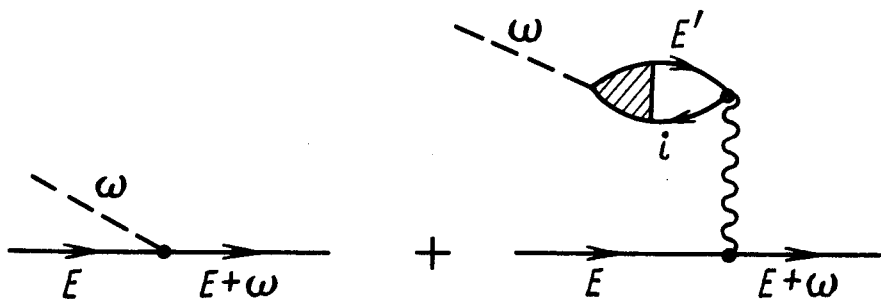


Рис. 1

Рассмотрим сначала случай медленных электронов. Здесь технически удобнее исследовать не излучение, а обратный ему процесс — тормозное поглощение кванта. Этот процесс изучен, в качестве примера, на атомах аргона и ксенона, представляющих удобный объект для возможного экспериментального исследования. На языке диаграмм теории многих тел амплитуда "электронного" поглощения представлена на рис. 1,а, тогда как "атомного", связанного с поляризацией последнего налетающим электроном — на рис. 1,б. Линия со стрелкой направо изображает электрон, налево — дырку  $i$ , пунктир — квант, волнистая линия — кулоновское взаимодействие  $U$ . Волновые функции — электронные и дырочные — вычислялись в приближении Хартри — Фока. Заштрихованный треугольник изображает эффективный оператор дипольного момента  $\mathbf{D}$  с учетом взаимодействия электрона  $E'$  и дырки  $i$  между собой, вычисленный в приближении случайных фаз с обменом (RPAE) [2]. Соответствующая амплитуда имеет вид

$$F_{E, E+\omega}^r = (E | \hat{\epsilon} \mathbf{d} | E + \omega) + \sum_{\substack{i \leq F \\ E' > F}} (E, i | U | E + \omega, E') \frac{2(E' + I_i)}{\omega^2 - (E' + I_i)^2} (E' | \hat{\epsilon} \mathbf{D}(\omega) | i), \quad (1)$$

где  $\hat{\epsilon}$  — вектор поляризации фотона,  $\mathbf{d} = \mathbf{r}^{-1}$ , суммирование осуществляется по занятым ( $\leq F$ ) и свободным ( $> F$ ) состояниям. Амплитуда  $\mathbf{D}$  в указанном приближении находится путем решения интегрального уравнения. Для благородных газов роль взаимодействия между элект-

1) Используется система единиц  $e = \hbar = m = 1$ , энергия — в ридбергах.

троном  $E'$  и дыркой  $i$  велика, вследствие чего матричный элемент  $D$  существенно отличается от матричного элемента  $d$  [2].

Сечение тормозного поглощения связано с амплитудой  $F_{E, E+\omega}$  соотношением

$$\sigma_k^{l \rightarrow l_1}(\omega) = \frac{8\pi^4}{3} \frac{\kappa}{k^3 k_1} |F_{El; E+\omega, l_1}|^2, \quad (2)$$

где  $k, l$  и  $k_1, l_1$  — начальный и конечный импульсы и угловые моменты электрона,  $\kappa$  — импульс фотона; матричный элемент  $F_{El; E+\omega, l_1}$  получается из (1) после отделения угловых переменных и интегрирования в сечении по всем направлениям импульса электрона в конечном состоянии —  $k_1(l_1 = l \pm 1)$ . Рассматривались медленные электроны с энергией  $E = 0,01 \div 0,09$  Ry. При столь малой энергии можно ограничиться вкладом  $s$  и  $p$  волн —  $l = 0, 1$ . Основной вклад в поляризуемость вносят виртуальные возбуждения наружных оболочек —  $3p \rightarrow E'd; E's$  для Ar и  $5p \rightarrow E'd; E's$  — для Xe. Суммирование в (1) включало и интегрирование по сплошному спектру. Все расчеты проводились численными методами. Заметим, что в использованном нами приближении, как и в расчете с точными волновыми функциями, сечения  $\sigma_k^{l \rightarrow l_1}$  в форме длины (2) и скорости совпадают [2]. Амплитуда "электронного" излучения при  $\omega \sim l$  оказывается меньше и другого знака, нежели "атомного". Результаты вычислений приведены на рис. 2, где  $\sigma(\omega) = (3\kappa c / 16\pi^4) \times \sigma_k$ , а  $\sigma_k$  — из (2).

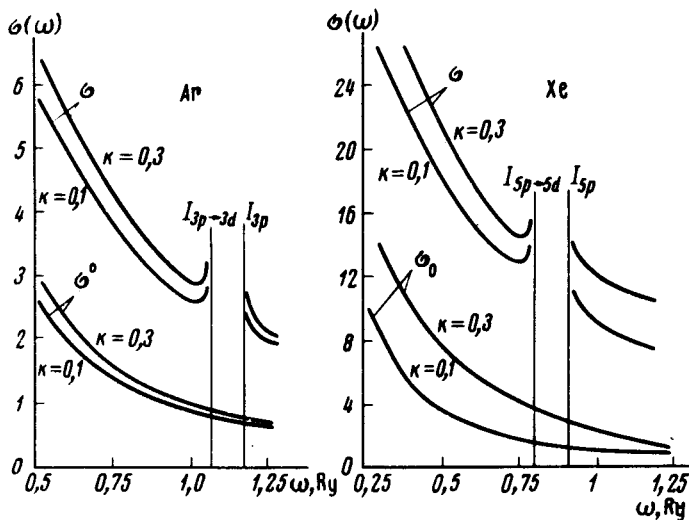


Рис. 2. Зависимость  $\sigma(\omega)$  и  $\sigma^o(\omega)$  в Ar и Xe:  $\sigma(\omega)$  — включает "электронное" и "атомное" поглощение,  $\sigma^o(\omega)$  — сечение "электронного" поглощения.  $I_{рез}$  равно  $I_{3p \rightarrow 3d}$  для Ar и  $I_{5p \rightarrow 5d}$  для Xe

Рост  $\sigma_k$  при малых  $\omega$  связан с инфракрасной расходимостью, а при  $\omega \rightarrow I_{рез}$  — энергии возбуждения резонансного уровня — с обращением в нуль знаменателя в (1).

С ростом  $E$  относительная роль "атомного" излучения при  $\omega \sim I$  становится еще больше. Выбирая в качестве волновых функций рассеивающегося электрона плоские волны, получаем для амплитуды  $F$ :

$$F_{p, |p-q|} = \frac{W(q)(q\hat{\epsilon})}{\omega} + \frac{6\omega}{q^2} \sum_{\substack{E^* > F \\ i \leq F}} \frac{(i|J_1(qr) \cos(\hat{q}\hat{r})|E^*)(E^*+I_i)(E^*|\hat{\epsilon}D(\omega)|i)}{(E^*+I_i)^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

где  $p$  – импульс налетающего электрона,  $q$  – передаваемый атому импульс;  $W(q)$  – фурье-образ самосогласованного атомного поля,  $J_1$  – сферическая функция Бесселя,  $\omega = p^2/2 - (p-q)^2/2$ . При малых  $q$  ( $q \sim \omega/p$ ) имеем из (3)

$$F_{p, |p-q|} \sim \left[ \frac{W(0)q}{\omega} + \frac{\omega}{q} \alpha_1(\omega) \right], \quad (4)$$

где  $\alpha_1(\omega)$  – дипольная динамическая поляризуемость атома. Аппроксимируя для оценки  $W(r) = -Ze^{-\mu r}/r$  ( $\mu \sim \sqrt{I}$ ,  $Z$  – заряд ядра) и учитывая, что  $\alpha_1(\omega)$  вплоть до порога ионизации больше  $\alpha_1(0)$ , получаем для отношения  $\eta$  амплитуд "атомного" излучения к "электронному" –  $\eta \gg p^2/I \gg 1$ . Существенно отметить, что, как показывает расчет, в амплитуду "атомного" излучения на атомах благородных газов основной вклад вносят не дискретные возбуждения, а сплошной спектр. Согласно (4), при  $\omega \rightarrow 0$  и  $\omega \rightarrow \infty$  амплитуда  $F$  отрицательна, а при  $\omega \sim I$  она больше нуля. Поэтому  $F$ , а также  $\sigma_k$  обращаются в нуль как при  $\omega < I_{рез}$ , так и при  $\omega > I$ .

Полученные результаты позволяют утверждать, что в процессе тормозного излучения при  $\omega \sim I$  "атомное" излучение играет важную, а иногда и основную роль. Последнее, таким образом, должно быть учитываемо в исследованиях процесса тормозного излучения.

Авторы признательны Г.Ф.Друкареву, В.Н.Ефимову, О.Б.Фирсову и Г.М.Шкляровскому за тщательное и конструктивное обсуждение работы.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 июня 1976 г.

### Литература

- [1] В.П.Жданов, М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, 23, 199, 1976.  
[2] М.Ya.Amusia, N.A.Cherepkov. Case Studies in Atomic Physics, 5, 47, 1976.

С ростом  $E$  относительная роль "атомного" излучения при  $\omega \sim I$  становится еще больше. Выбирая в качестве волновых функций рассеивающегося электрона плоские волны, получаем для амплитуды  $F$ :

$$F_{p, |p-q|} = \frac{W(q)(q\hat{\epsilon})}{\omega} + \frac{6\omega}{q^2} \sum_{\substack{E^i > F \\ i \leq F}} \frac{(i|J_1(qr) \cos(\hat{q}\hat{r})|E^i)(E^i + I_i)(E^i | \hat{\epsilon} D(\omega) | i)}{(E^i + I_i)^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

где  $p$  — импульс налетающего электрона,  $q$  — передаваемый атому импульс;  $W(q)$  — фурье-образ самосогласованного атомного поля,  $J_1$  — сферическая функция Бесселя,  $\omega = p^2/2 - (p - q)^2/2$ . При малых  $q$  ( $q \sim \omega/p$ ) имеем из (3)

$$F_{p, |p-q|} \sim \left[ \frac{W(0)q}{\omega} + \frac{\omega}{q} \alpha_1(\omega) \right], \quad (4)$$

где  $\alpha_1(\omega)$  — дипольная динамическая поляризуемость атома. Аппроксимируя для оценки  $W(r) = -Ze^{-\mu r}/r$  ( $\mu \sim \sqrt{I}$ ,  $Z$  — заряд ядра) и учитывая, что  $\alpha_1(\omega)$  вплоть до порога ионизации больше  $\alpha_1(0)$ , получаем для отношения  $\eta$  амплитуд "атомного" излучения к "электронному" —  $\eta \geq p^2/I \gg 1$ . Существенно отметить, что, как показывает расчет, в амплитуду "атомного" излучения на атомах благородных газов основной вклад вносят не дискретные возбуждения, а сплошной спектр. Согласно (4), при  $\omega \rightarrow 0$  и  $\omega \rightarrow \infty$  амплитуда  $F$  отрицательна, а при  $\omega \sim I$  она больше нуля. Поэтому  $F$ , а также  $\sigma_k$  обращаются в нуль как при  $\omega < I_{рез}$ , так и при  $\omega > I$ .

Полученные результаты позволяют утверждать, что в процессе тормозного излучения при  $\omega \sim I$  "атомное" излучение играет важную, а иногда и основную роль. Последнее, таким образом, должно быть учитываемо в исследованиях процесса тормозного излучения.

Авторы признательны Г.Ф.Друкареву, В.Н.Ефимову, О.Б.Фирсову и Г.М.Шкляровскому за тщательное и конструктивное обсуждение работы.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 июня 1976 г.

### Литература

- [1] В.П.Жданов, М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, 23, 199, 1976.  
[2] М.Ya.Amusia, N.A.Cherepkov. Case Studies in Atomic Physics, 5, 47, 1976.