

где v — истинная аномалия, а направляющие косинусы имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i, & u &= v + \omega, \\ \beta &= \cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i, & \gamma &= \sin u \sin i. \end{aligned} \quad (3)$$

Движение звезд по орбитам можно задать, если учесть, что истинная аномалия v является функцией времени. Однако эта связь трансцендентная, в результате чего зависимость $t = t(v)$ можно получить в параметрическом виде, выражая время t и истинную аномалию v через некоторый параметр ξ :

$$t = \tau + \frac{T}{2\pi} [\xi - e \sin \xi], \quad \cos v = \frac{p - a(1 - e \cos \xi)}{ea[1 - e \cos \xi]}, \quad (4)$$

где T — период обращения, а a — большая полуось эллипса.

Предположим, что свет от далекой яркой звезды S по пути на Землю O проходит мимо двойной системы, состоящей из двух звезд: S_1 и S_2 . Углы искривления лучей света, вызываемые гравитационными полями этих звезд:

$$\delta\phi_1 = \frac{4GM_1}{c^2 b_1(t)}, \quad \delta\phi_2 = \frac{4GM_2}{c^2 b_2(t)}, \quad (5)$$

где $b_1(t)$ и $b_2(t)$ — соответственно расстояния от звезд S_1 и S_2 до линии OS . В первом приближении можно принять, что

$$b_1(t) = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}, \quad b_2(t) = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}. \quad (6)$$

Таким образом, используя выражения (1)–(6), мы можем рассчитать углы гравитационного отклонения лучей света $\delta\phi_1$ и $\delta\phi_2$ в любой момент времени t . Так как в общем случае плоскость, проходящая через прямую OS и звезду S_1 , может не совпадать с плоскостью, проходящей через прямую OS и звезду S_2 , то складывать углы отклонений $\delta\phi_1$ и $\delta\phi_2$ следует с учетом этого обстоятельства. В результате кажущееся положение звезды S будет двигаться в картинной плоскости по довольно замысловатой траектории, зависящей от ориентации орбит звезд S_1 и S_2 в пространстве и от величины минимальных расстояний между орбитами и линией OS .

Поэтому детальное изучение временной зависимости углов отклонения лучей в гравитационном поле несветящейся двойной системы позволяет на основе формул (1)–(6) установить если не все, то хотя бы часть элементов орбит звезд-компаньонов, оценить их массы и координаты центра масс системы.

Рассмотренное выше взаимное расположение орбиты двойной системы и луча от далекой звезды является хотя и очень редким, но возможным, так как при проведении измерений угловых координат сотен тысяч звезд вероятность найти такое расположение достаточно высока.

Литература

1. Боярчук А.А., Багров А.В., Микиша А.М. и др. // Космич. исслед. 1999. 37. С. 3.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
3. Дубошин Г.Н. Небесная механика. М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию
06.12.00

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.12.04

ЭФФЕКТ АТОМНЫХ ОБОЛОЧЕК В КОГЕРЕНТНОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. К. Гришин, С. П. Лихачев, Г. С. Нефедов

(НИИЯФ)

E-mail: grishin@depni.npi.msu.su

Показывается, что спектр поляризационного тормозного излучения (ПТИ) быстрых электронов на атомах легких элементов с явно выраженными электронными оболочками имеет особую структуру, расщепленную на высоко- и низкочастотные составляющие. При этом область наибольшей когерентности смещается в диапазон частот более низких, чем ранее предсказанные. На примере атома углерода оцениваются области частичной и полной когерентности ПТИ.

Поляризационное тормозное излучение (ПТИ) возникает при рассеянии кулоновского поля быстрой заряженной частицы на атомных электронах [1]. В наиболее интересной для различных приложений области энергий рентгеновских фотонов $1 \div 10$ кэВ

ПТИ приобретает особый, коллективный характер: атомные электроны рассеивают когерентно, и интенсивность ПТИ резко возрастает. Более того, в конденсированных средах, где расстояния между атомами порядка атомных размеров, свойства ПТИ оказы-

ваются особо чувствительными к структуре вещества, что экспериментально подтверждено, в частности, в работе [2]. Этот факт важен для разработки новых методов диагностики вещества.

Влияние оболочечной структуры атомов на коллективные свойства ПТИ до сих пор еще недостаточно изучено. Обычно оболочечные эффекты рассматриваются лишь при энергиях фотонов до сотен электронвольт, характерных для внутриатомных переходов [3]. Однако это оправдывается лишь при исследовании ПТИ в веществах тяжелых элементов, где оболочечная структура проявляется относительно слабо.

В легких элементах распределение электронов имеет хорошо выраженную оболочечную структуру. В настоящей работе рассматривается распределение электронов в атоме углерода, полученное на основании расчета методом Хартри–Фока. Рассчитывалась величина ρr^2 , где ρ — пространственно усредненная плотность атомных электронов, как функция расстояния r от центра атома (рис. 1). Нормировка плотности ρ определялась соотношением

$$\int_0^{\infty} \rho r^2 dr = Z, \quad (1)$$

где Z — атомный номер.

Различие в расположении электронных оболочек атома оказывается значительным, и основная доля электронов (четыре из шести) находится в среднем на периферии атома (по расчетам средний радиус составляет ~ 1.5 ат. ед.). В то же время характерный радиус распределения электронов в атоме, согласно модели Томаса–Ферми, составляет $1/Z^{1/3} \simeq 0.55$ ат. ед. Сходную электронную структуру имеют атомы и других легких элементов. Нетрудно видеть, что в атомах легких элементов упомянутый выше коллективный эффект будет проявляться в более длинноволновой области.

Для оценки когерентного эффекта учтем, что электрическое поле быстрого электрона, пролетающего мимо атома в направлении z со скоростью v и прицельным параметром b , может быть представлено как волновой пакет, часто называемый пакетом виртуальных фотонов [4]. Поперечная составляющая поля электрона имеет вид (продольная составляющая даже для слабoreлятивистских частиц существенно меньше)

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\omega} \exp(-i\omega(t - z/v)) d\omega, \quad (2)$$

где $E_{\omega} = \frac{e}{\pi b v} \zeta K_1(\zeta)$, $\zeta = (\omega b)/(\gamma v)$, K_1 — модифицированная функция Ханкеля, e и γ — заряд и релятивистский фактор электрона. Величина E_{ω} остается примерно постоянной вплоть до $\zeta \simeq 1$, а затем резко уменьшается. Очевидно, волновые векторы

в пакете равны $\mathbf{k}_{\omega} = \mathbf{n}\omega/v$, где единичный вектор \mathbf{n} направлен вдоль z .

Как отмечалось, механизм ПТИ можно представить как рассеяние виртуальных фотонов на атомных электронах. Используя известные соотношения [5], находим спектрально-угловую плотность энергии волны, рассеянной (т. е. излученной) на атоме и направленной вдоль единичного вектора \mathbf{n}' (под углом ψ по отношению к оси z) в элемент телесного угла $d\Omega$:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^4}{8\pi c^3 m^2} [\mathbf{n}' \times \mathbf{E}_{\omega}]^2 \left| \sum_{s=1}^Z \exp(-i\mathbf{q}_{\omega} \mathbf{r}_s) \right|^2, \quad (3)$$

где векторное произведение $[\mathbf{n}' \times \mathbf{E}_{\omega}]^2$ находится с помощью (2), $\mathbf{q}_{\omega} = \mathbf{k}'_{\omega} - \mathbf{k}_{\omega}$, $q_{\omega} \simeq 2(\omega/c) \sin(\psi/2)$ (так как $v \simeq c$), \mathbf{k}'_{ω} — волновой вектор волны, рассеянной вдоль направления \mathbf{n}' , а \mathbf{r}_s — радиус-векторы отдельных электронов в атоме.

В атомарной среде в представленных выражениях следует произвести интегрирование по допустимым значениям параметра столкновения b , а также усреднение по совокупности взаимных положений излучающей быстрой частицы и атомов и по распределению электронов в атомах. В результате соотношение (3) преобразуется (для умеренно релятивистских быстрых частиц) с точностью до численной константы в следующее:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \text{const} [Z_{\text{eff}}^2 \ln(\gamma v/\omega R_{\omega})(1 + \cos^2 \psi)], \quad (4)$$

где параметр когерентности Z_{eff}^2 (или атомный форм-фактор) равен усредненному значению квадрата модуля суммы из соотношения (3).

Соотношение (4), деленное на энергию фотонов, описывает спектрально-угловую плотность рассеянных фотонов с типичными частотным и угловым распределениями для случая слабoreлятивистских налетающих заряженных частиц. При этом параметр R_{ω} , совпадающий с минимальным значением параметра столкновения, принимается равным среднему радиусу рассеивающих электронов [1]. Отчасти в R_{ω} уже заметна оболочечная структура атомов. Однако основной оболочечный эффект проявляется в величине Z_{eff}^2 . Последняя может быть преобразована к виду

$$Z_{\text{eff}}^2 = Z + Z(Z - 1) \langle \cos(\mathbf{q}_{\omega}(\mathbf{r}_{s_1} - \mathbf{r}_{s_2})) \rangle,$$

где второе слагаемое отражает корреляции между всеми парами атомных электронов. Угловые скобки означают усреднение по значениям электронных радиус-векторов \mathbf{r}_{s_1} и \mathbf{r}_{s_2} в парных корреляциях.

Процедура усреднения, в которой учитывается, что энергия рассеянных фотонов существенно превосходит энергию связи электронов в атоме, при-

водит к выражению (используется нормировка (1) величины ρ)

$$Z_{\text{eff}}^2 = Z + \frac{(Z-1)}{Z} \left[\int_0^{\infty} (\sin(q\omega r)/q\omega) \rho r dr \right]^2. \quad (5)$$

Результаты численного расчета величины Z_{eff}^2 с использованием распределения $\rho(r)$ для углерода ($Z = 6$), приведенного на рис. 1, представлены на рис. 2 (кривая 1) как функция энергии рассеянных (т.е. излучаемых) фотонов. Отчетливо выделяются две области (высоко- и низкочастотная) коге-

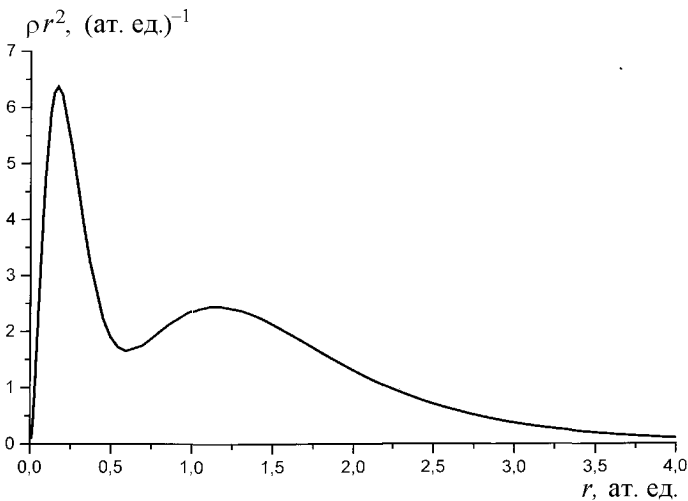


Рис. 1. Распределение величины ρr^2 в атоме углерода как функция расстояния от центра атома r (в атомных единицах). Масштаб по вертикальной оси соответствует условию нормировки (1)

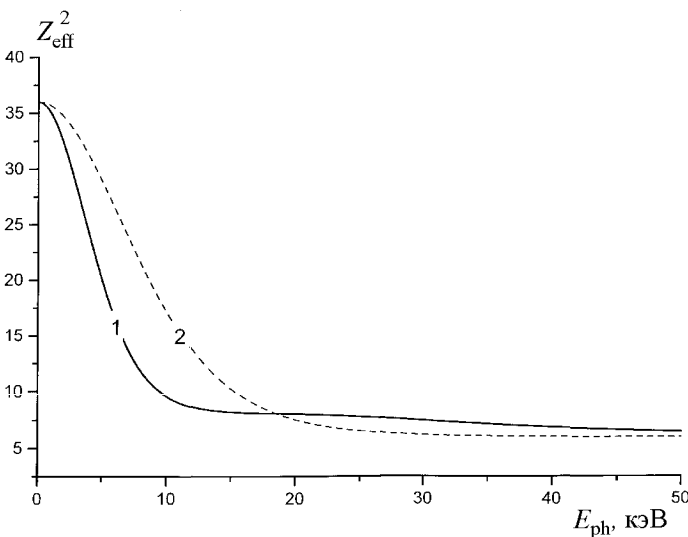


Рис. 2. Параметр когерентности Z_{eff}^2 как функция энергии фотонов в ПТИ в углероде ($\psi = \pi/4$) при учете оболочечной структуры атома (кривая 1) и при традиционном описании (кривая 2)

рентного излучения. Эти результаты допускают физически прозрачную интерпретацию. Первоначально когерентно излучают два электрона нижней оболочки, что происходит (в соответствии со значением ее среднего радиуса) уже при энергиях излучаемых фотонов порядка 30–40 кэВ (при $\psi = \pi/4$). Электроны верхней оболочки оказываются когерентно коррелированными начиная с энергии порядка 10 кэВ, а заметная когерентность рассеяния наблюдается лишь при энергии порядка 5 кэВ. По предварительным оценкам, выявленные особенности спектра еще более заметны для элементов с $Z < 6$, где роль нижней оболочки более весома.

Область максимальной когерентности ПТИ при учете оболочечной структуры атома смещается в диапазон более мягких фотонов, чем при традиционном описании, в котором распределение плотности атомных электронов представлено экспоненциальной функцией с характерным радиусом $1/Z^{1/3} \simeq 0.55$ ат. ед. [1, 6] (ср. кривые 1 и 2 на рис. 2).

Наблюдаемый спектр зависит от оболочечных эффектов несколько иначе, чем параметр Z_{eff}^2 , за счет логарифмического множителя. При этом смещение спектра ПТИ в область низких частот становится еще более ощутимым.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы для более точного описания ПТИ как в аморфных [6], так и в структурированных веществах.

Авторы благодарят Н.М. Кабачника за предоставленную программу расчета атомных оболочек и С.В. Блажевича, Б.С. Ишханова и Н.Н. Насонова за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-17734).

Литература

1. Amusia M., Buimistrov V., Zon B. et al. Polarization Bremsstrahlung of Particles and Atoms. N.Y.: Plenum Press, 1992.
2. Blazhevich S., Chepurinov A., Grishin V. et al. // Phys. Lett. 1999. **A254**. P. 203.
3. Korol A.V., Solov'ev A.V. // J. Phys. B. 1997. **30**. P. 1105.
4. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963. § 18.5.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1960. § 80.
6. Blazhevich S., Chepurinov A., Grishin V. et al. // Phys. Lett. 1996. **A211**. P. 309.

Поступила в редакцию
12.07.00