Письма в ЖЭТФ, том 66, вып.9, стр.585 - 587 © 1997г. 10 ноября

ВЫХОД ФОТО- И КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ИСТОЧНИКОМ ^{57}Co ПРИ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛАХ ПАДЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА

А.С.Серебряков, В.В.Смирнов

Научно-производственное объединение "Радиевый институт им. В.Г.Хлопина"
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 1997 г.

Расчет методом Монте-Карло выходов и спектров фото- и конверсионных электронов из Fe-мишени при увеличении скользящих углов падения первичного пучка, показал рост выхода и ужесточения спектра, но для фотоэлектронов этот эффект выражен резче, что указывает на их большую ионизационную эффективность.

PACS: 79.20.-m

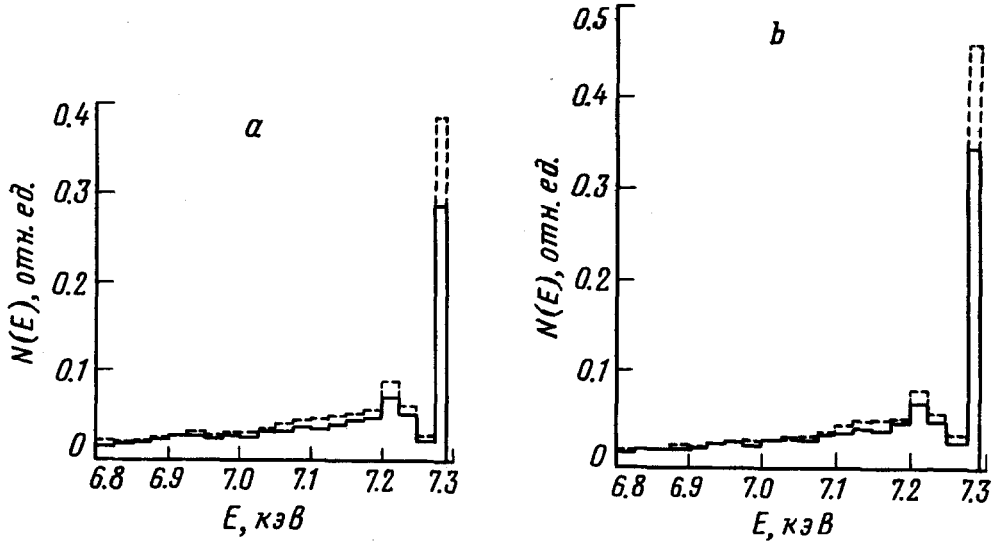
Выход фотоэлектронов из мишеней, облучаемых пучком рентгеновского излучения при различных углах падения, рассматривался экспериментально и теоретически в работах [1,2]. Расчетным путем на основе применения метода Монте-Карло было показано, что анизотропия начального углового распределения фотоэлектронов, связанная с изменением степени поляризации первичного пучка квантового излучения, практически не влияет на интегральный выход электронов из мишени. Однако в этих расчетах не рассматривались скользящие углы падения первичного пучка на мишень. Кроме того, анизотропия, обусловленная преимущественным вылетом фотоэлектрона в направлении вектора электрического поля падающей электромагнитной волны, невелика и описывается законом $\cos^2\phi$, где ϕ – азимутальный угол вылета.

В то же время, при скользящих углах падения пучка на мишень значительная анизотропия начального углового распределения фотоэлектронов по полярному углу вылета θ должна привести к заметному изменению интегрального выхода. Это связано с двумя обстоятельствами: во-первых, начальное угловое распределение вылета (Фишера или Заутера – в зависимости от энергии фотоэлектрона) имеет резкий максимум на углах θ, близких к $\pi/2$, а это означает, что часть фотоэлектронов движется из глубины мишени почти нормально к ее поверхности; во-вторых, скользящий угол падения первичного пучка обусловливает рождение фотоэлектронов в ультратонком слое мишени, и, таким образом, траектории указанной части фотоэлектронов до выхода из мишени могут сохранить информацию об их первоначальном угловом распределении. Поэтому очевидно, что по сравнению с вариантом изотропного начального углового распределения, помимо увеличения интегрального выхода фотоэлектронов, должно наблюдаться некоторое ужесточение спектра выходящих электронов.

Имитационная модель образования и переноса электронов была построена для двух типов частиц: фотоэлектронов и конверсионных электронов (КЭ), возникающих в железной мишени под воздействием хорошо коллимированного пучка излучения ^{57}Co. Предполагалось, что начальное угловое распределение КЭ строго изотропно. В модели использованы дифференциальные сечения упругого рассеяния электронов, табулированные в [3], полные сечения неупругого рассеяния электронов из [4] и метод

моделирования потерь энергии в неупругих столкновениях, описанный в работе [5]. Для настройки программы моделирования были получены спектры КЭ, выходящих с различных глубин мишени, приведенные в работе [6].

В предположении, что вероятности образования двух типов электронов одинаковы, спектры частиц, выходящих из мишени, были рассчитаны для двух скользящих углов падения α первичного пучка излучения на мишень – 1.754 и 0.853 мрад относительно поверхности мишени (см. рисунок). При этом полный массовый коэффициент поглощения первичного излучения в материале мишени был равен 0.0636 см^2/мг, что соответствует сечению фотопоглощения на K-оболочке атомов железа для энергии 14.4 кэВ, а число "успешных" траекторий, приведших к выходу электронов из мишени, в каждом случае составляло $2 \cdot 10^4$.



Спектры КЭ (сплошные линии) и фотоэлектронов (штриховые линии), выходящих из железной мишени при скользящих углах падения α первичного пучка от источника ^{57}Co: a – $\alpha = 1.754$ мрад, b – $\alpha = 0.853$ мрад

На спектрах видны пики при максимальной начальной энергии 7.29 кэВ, которые обусловлены электронами, претерпевшими только упругие столкновения в мишени. С увеличением угла α интегральные выходы для обеих групп электронов растут, а спектры фотоэлектронов и КЭ ужесточаются. Но в спектрах фотоэлектронов эта тенденция проявляется резче, то есть число выходящих фотоэлектронов в диапазоне энергий 6.8 – 7.29 кэВ при заданных углах падения первичного пучка на мишень соответственно на 10.5 и 8.8% больше, чем число выходящих КЭ, а их спектр жестче. При этом каждый спектр рисунка нормирован на полное число вышедших электронов данного сорта. Таким образом, суммарный ионизационный эффект, производимый электронами в детекторе (например, в газовом пропорциональном счетчике) при равном исходном числе частиц обоих типов, для фотоэлектронов заметно больше, чем для КЭ.

Эти результаты, по нашему мнению, позволяют объяснить возможные причины искажения информационного сигнала в экспериментах по мессбауэровской спектро-

скопии ультратонких слоев вещества при скользящих углах падения пучка излучения на мишень [7]. В этом случае предполагается, что сигнал в детекторе полностью обусловлен выходящими КЭ. Однако в мишени наряду с КЭ возникают фотоэлектроны, и их вклад в информационный сигнал оказывается существенным. Именно, наблюдаемый подъем амплитуд на крыльях кривой резонансного поглощения, когда сечение резонансного поглощения квантов падает до уровня сечения фотопоглощения и ниже, объясняется влиянием возрастающего вклада фотоэлектронов в рассмотренном интервале энергий.

---

1. М.В.Ковальчук, Д.Лильеквист, В.Г.Кон, ФТТ **28,** 3409 (1986).
2. M.V.Kovalchuk and D.Liljequist, USIP Report 86-03, Stockholm, 1986.
3. M.E.Riley, C.J.McCallum, and F.Biggs, At. Data and Nucl. Data Tables **15,** 443 (1975).
4. А.Ф.Аккерман, *Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе*, М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. F.Salvat and J.Parellada, J. Phys. D: Appl. Phys. **17,** 185 (1984).
6. D.Liljequist, T.Ekdahl, and U.Baverstam, NIM **155,** 529 (1978).
7. М.А.Андреева, С.М.Иркаев, В.Г.Семенов, ЖЭТФ **105**, 1767 (1994).