

решетку с параметрами  $a_X = \sqrt{5}a_{B2}$ ,  $\alpha = 114^\circ$ , ориентированную относительно ОЦК  $B2$ -матрицы так, что выполняется соотношение

$$\{\bar{1}10\langle 111 \rangle_X\} \parallel \{\bar{3}\bar{2}1\langle 111 \rangle_{B2}$$

Доказательством правильности предложенной для  $X$ -фазы кристаллической структуры и ориентационного соотношения могут служить приведенные на рис. 2, а, 3, а экспериментальные (133)-микроэлектроннограмма и рентгенограмма неподвижного монокристалла сплава  $Ni_{50}Ti_{46}Nb_4$ , с достаточной точностью совпадающие с расчетными (рис. 2, б, 3, б).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Утевский Л. М., Ноткин А. Б. Заводская лаборатория, 1975, 41, с. 193. [2] Дзиграшвили Г. А., Кутелия Э. Р. В кн.: XII Всесоюз. конф. по электронной микроскопии. М.: Наука, 1982, с. 90. [3] Хатанова Н. А., Киров С. А., Захарова М. И. Заводская лаборатория, 1977, 43, с. 1086. [4] Ploc R. A. J. Mater. Sci., 1983, 18, p. 1083. [5] Kolomytsev V. I., Lobodyuk V. A., Khandros L. G. Phys. Stat. Sol. (a), 1981, 65, p. 87. [6] Хунджуа А. Г., Захарова М. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 81.

Поступила в редакцию  
24.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 539.186

### СВЕРХУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ НАТРИЯ В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

О. И. Зайцева

(кафедра физики атомного ядра)

Экспериментальное и теоретическое изучение сверхупругого рассеяния электронов на атомах, возбужденных путем лазерной накачки, началось сравнительно недавно [1, 2]. Наиболее подробно исследование рассеяния электронов на атомах натрия, возбужденных лазером в  $3P$ -состояние:  $e + Na^*(3P) \rightarrow e' + Na(3S)$  [3]. Целью настоящей работы является использование и анализ применимости борновского приближения искаженных волн (БПИВ) [4, 5] для описания этого процесса. Ранее с аналогичной целью применялись приближение сильной связи каналов [6] и метод поляризованных орбиталей [7]. В соответствии с имеющимися экспериментальными данными и общими ограничениями, накладываемыми на БПИВ, нас будут интересовать небольшие углы рассеяния. В данной работе приводятся результаты наших расчетов для энергии пучка электронов  $E = 20$  эВ.

Рассматриваемый процесс сверхупругого рассеяния полностью характеризуется набором четырех независимых параметров [8]. Если пренебречь релятивистскими взаимодействиями и обменным рассеянием, то число независимых параметров сокращается до двух. Анализ, проведенный в [9], подтвердил (в пределах ошибок эксперимента) применимость двухпараметрического описания процесса сверхупругого рассеяния при интересующих нас кинематических условиях ( $E = 20$  эВ угол рассеяния  $\theta \leq 15^\circ$ ). Экспериментальные характеристики сверхупругого рассеяния традиционно параметризуются через величины, связанные с амплитудами обратного во времени процесса воз-

буждения. Так, в экспериментах [3] по сверхупругому рассеянию  $e + Na^*(3P) \rightarrow e' + Na(3S)$  были измерены величины  $\langle T_{11-} \rangle$  и  $\langle T_{21+} \rangle$  («мультипольные моменты» [2]), характеризующие  $3P$ -состояние, возбуждаемое в обратном процессе  $e' + Na(3S) \rightarrow e + Na^*(3P)$ . Эти мультипольные моменты связаны с соответствующими статистическими тензорами [10]  $\rho_{ka}$   $3P$ -состояния:

$$\langle T_{11-} \rangle = \text{Im } \rho_{11}, \quad \langle T_{21+} \rangle = -2\sqrt{3} \rho_{21}.$$

Величины  $\langle T_{11-} \rangle$  и  $\langle T_{21+} \rangle$  были выбраны нами в качестве двух независимых параметров, характеризующих сверхупругое рассеяние.

Оптический потенциал для расчета искаженных волн строился в виде

$$V_{\text{opt}} = V_{\text{st}} + V_{\text{ex}} + V_{\text{opt}}^{(2)}, \quad (1)$$

где  $V_{\text{st}}$  и  $V_{\text{ex}}$  — соответственно статический и обменный потенциалы, определяемые согласно [4].  $V_{\text{opt}}^{(2)}$  — потенциал второго порядка (вообще говоря, комплексный). Корректный выбор потенциала второго порядка является отдельной нетривиальной задачей. Обычно  $V_{\text{opt}}^{(2)}$  подбирается так, чтобы как можно лучше описать полное и дифференциальное сечение упругого рассеяния при соответствующей энергии. В этой работе мы не учитываем мнимой части потенциала второго порядка, а также оставляем открытым вопрос о форме  $V_{\text{opt}}^{(2)}$  внутри атома, учитывая только хорошо известную асимптотику:

$$V_{\text{opt}}^{(2)} = \begin{cases} 0, & r < R_F, \\ -\frac{\alpha}{r^4}, & r \geq R_F. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $\alpha = 162$  а. е. — поляризуемость атома натрия в атомной системе единиц [11], а  $R_F$  — подгоночный параметр модели. Из рис. 1 видно, что включение дальнедействующей поляризационной части (2) в оптический потенциал позволяет воспроизвести форму дифференциального сечения упругого рассеяния при малых углах и получить полное сечение, согласующееся с экспериментальным значением.

С помощью оптического потенциала (1) были рассчитаны амплитуды  $3S \rightleftharpoons 3P$  переходов и параметры  $\langle T_{11-} \rangle$  и  $\langle T_{21+} \rangle$  (рис. 2). Результат для

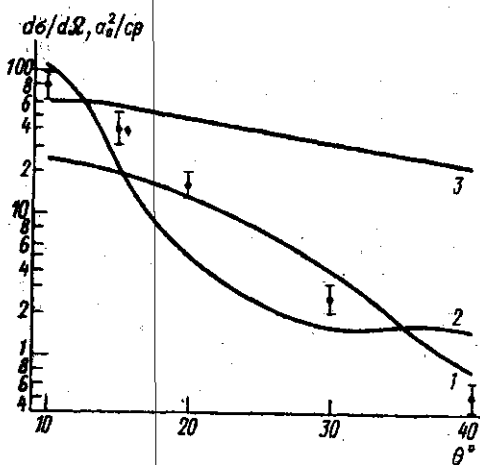


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $e + Na(3S) \rightarrow e + Na(3S)$  при энергии 20 эВ: 1 — БПИВ без учета  $V_{\text{opt}}^{(2)}$ ; 2 — БПИВ с учетом  $V_{\text{opt}}^{(2)}$ , полученным по формуле (2) с  $R_F = 7$  а. е.; 3 — плосковолновое борновское приближение ( $a_0$  — борковский радиус). Экспериментальные данные работы [14]

$\langle T_{11-} \rangle$  опубликован ранее [12]. Для описания атомных орбиталей использовались волновые функции Хартри—Фока—Слэтера [13]. Конечно, энергия 20 эВ недостаточна для надежного применения БПИВ, особенно в таком простом варианте, как в данной работе. Однако сопоставление результатов, полученных нами, с экспериментальными данными и теоретическими расчетами, выполненными в рамках других

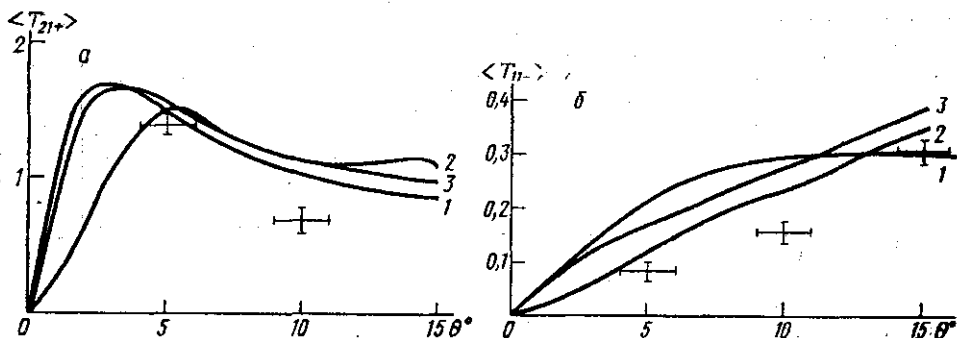


Рис. 2. Зависимость мультипольных моментов  $\langle T_{21+} \rangle$  и  $\langle T_{11-} \rangle$  от угла рассеяния электрона в процессе  $e + \text{Na}^*(3P) \rightarrow e' + \text{Na}(3S)$  при энергии 20 эВ; а: 1 — БПИВ с  $V^{(2)}_{\text{opt}}$  (1), приближение поляризованных орбиталей [7] (2), плосковолновое борновское приближение (3); б: 1, 2 — то же, что на рис. а; 3 — метод сильной связи каналов [6]. В плосковолновом борновском приближении  $\langle T_{11-} \rangle = 0$ . Экспериментальные данные работ [3]

моделей, указывает на перспективность дальнейшего изучения и использования БПИВ при анализе сверхупругого рассеяния электронов на атомах.

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. В. В. Балашову и А. Н. Грум-Гржимайло за поддержку и помощь, оказанную при получении и обсуждении результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hertel I. V., Stoll W. J. Phys., 1974, **B7**, p. 583. [2] Macek J., Hertel I. V. J. Phys., 1974, **B7**, p. 2173. [3] Hertel I. V. et al. J. Phys., 1977, **B10**, p. 251; Ibid., 1980, **B13**, p. 3465. [4] Furness J. B., McCarthy I. E. J. Phys., 1973, **B6**, p. 2288. [5] Balashov V. V. et al. J. Phys., 1981, **B14**, p. 357. [6] Moores D. L. et al. J. Phys., 1974, **B7**, p. 371. [7] Kennedy J. V. et al. J. Phys., 1977, **B10**, p. 3759. [8] Blum K., Kleinpoppen H. Phys. Rep., 1979, **52**, p. 203. [9] Hermann H. W., Hertel I. V. Z. Phys., 1982, **A307**, p. 89. [10] Фергюсон А. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. М.: Атомиздат, 1969. [11] Teachout R. R., Pack R. T. At. Data, 1971, **3**, p. 195. [12] Balashov V. V. et al. XIII ICPEAC, 1983, Abstracts, p. 139. [13] Hermann F., Skillmann S. At. Structure Calculations (Prentice-Hall Inc. New Jersey, 1963). [14] Srivastava S. K., Vušković V. J. Phys., 1980, **B13**, p. 2633.

Поступила в редакцию  
16.03.84