

## РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ $^{58}\text{Ni}$ И $^{208}\text{Pb}$

В. Е. Стародубский

Недавно появились сообщения о новых результатах измерений дифференциальных сечений рассеяния протонов высокой энергии на ядрах [1, 2]. В этой статье проводится сравнение теоретических расчетов с данными по упругому и неупругому рассеянию протонов с энергией 1 Гэв на ядрах  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , полученных в Сакле [2]. Возбужденные состояния  $2^+$  (1,45 Мэв) в  $^{58}\text{Ni}$  и  $3^-$  (2,62 Мэв) в  $^{208}\text{Pb}$  интерпретируются как коллективные. Описание возбуждения этих уровней проводится в рамках теории Глаубера [3] на основе обобщения предложенного в работе [4] метода. Это обобщение включает в себя рассмотрение коллективных уровней различной мультипольности (одно- и двухфонных) и высоких вращательных состояний. Метод опирается на адиабатическое приближение и использует теорию возмущений по параметру не-

сферичности  $\beta_L = (2L + 1) \frac{\hbar \omega_L}{2C_L}$ ,  $C_L$  — поверхностное натяжение,

$\hbar \omega_L$  — энергия фона с моментом  $L$ . Возникающее разложение для амплитуды рассеяния можно интерпретировать как борновский ряд по потенциалу  $\sim \beta_L R f \rho' Y_{LM}$ ,  $f$  — парная амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния,  $\rho(r)$  — ядерная плотность, выбранная нами в виде ферми

распределения  $\rho \sim \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$ . Искаженные волны во входном

и выходном каналах описываются оптическим потенциалом  $\sim f \rho(r)$ .

Амплитуда была выбрана в виде:  $f = ik \sigma' / 4\pi$ ,  $\sigma' = \sigma(1 - i\epsilon)$ ,  $\epsilon = -0,33$ ,  $\sigma = 4,4 \text{ ф}^2$  в расчете для Ni и  $\sigma = 4,32 \text{ ф}^2$  для Pb (среднее значение по протонам и нейтронам в Pb). Угловая зависимость парной амплитуды не учитывалась явно, поскольку  $\rho(r)$  рассматривалось не как

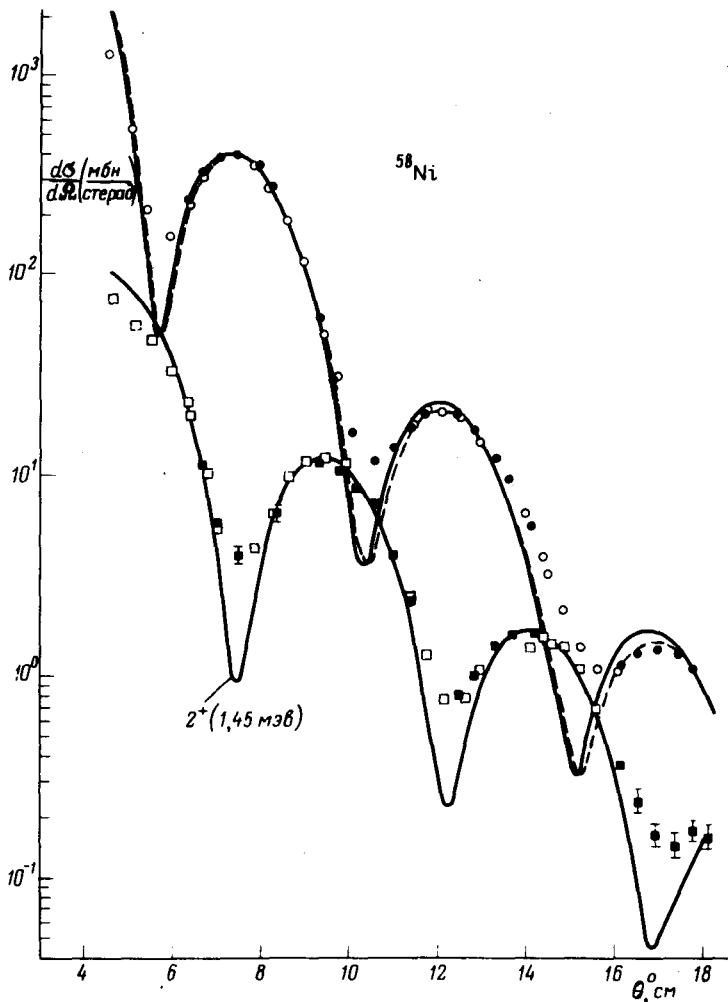


Рис. 1. Уругое и неугрое сечения рассеяния протонов на  $^{58}\text{Ni}$ ; пунктир — с электронными параметрами [6], сплошная линия — с учетом колебаний ( $R = 4,4 \text{ ф}$ ,  $\sigma = 0,56 \text{ ф}$ ,  $\beta_2 = 0,2$ )

распределение центров частиц, а как распределение плотности вещества с учетом конечных размеров нуклонов. Как отмечалось в работе [5] учет конечных размеров численно эквивалентен учету угловой зависимости парной амплитуды при энергии  $1 \text{ Гэв}$ . Поэтому  $\rho(r)$  для протонов дает экспериментальный зарядовый формфактор ядра прямо, без поправки на формфактор протона.

Приведем основные формулы. Сечение возбуждения однофононного состояния с моментом  $L$  (1-й порядок по  $\beta_L$ ) имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \frac{\beta_L^2}{2L+1} \sum_{M=-L}^L \left| \frac{k\sigma'R}{4\pi} \int d^2b e^{iqb} E \int dz \rho' Y_{LM}(\tilde{z}, \phi) \right|^2,$$

$$\tilde{z} = \frac{z}{\sqrt{z^2 + b^2}}, \quad E = \exp\left(-\frac{\sigma'}{2} \int dz \rho\right).$$

Упругое сечение с учетом вклада колебаний во 2-м порядке по  $\beta_L$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| F_0 + \sum_L \frac{\beta_L^2}{2(2L+1)} \sum_M (-1)^M F_{LM} \right|^2,$$

$$F_0 = ik \int_0^\infty b db J_0(qb)(1-E),$$

$$F_{LM} = \frac{ik\sigma'R^2}{4\pi} \int d^2b e^{iqb} E \left[ \frac{\sigma'}{2} \int dz_1 \rho' Y_{LM}(\tilde{z}_1, \phi) \int dz_2 \rho' Y_{L-M}(z_2, \phi) - \int dz \rho'' Y_{LM}(\tilde{z}, \phi) Y_{L-M}(\tilde{z}, \phi) \right].$$

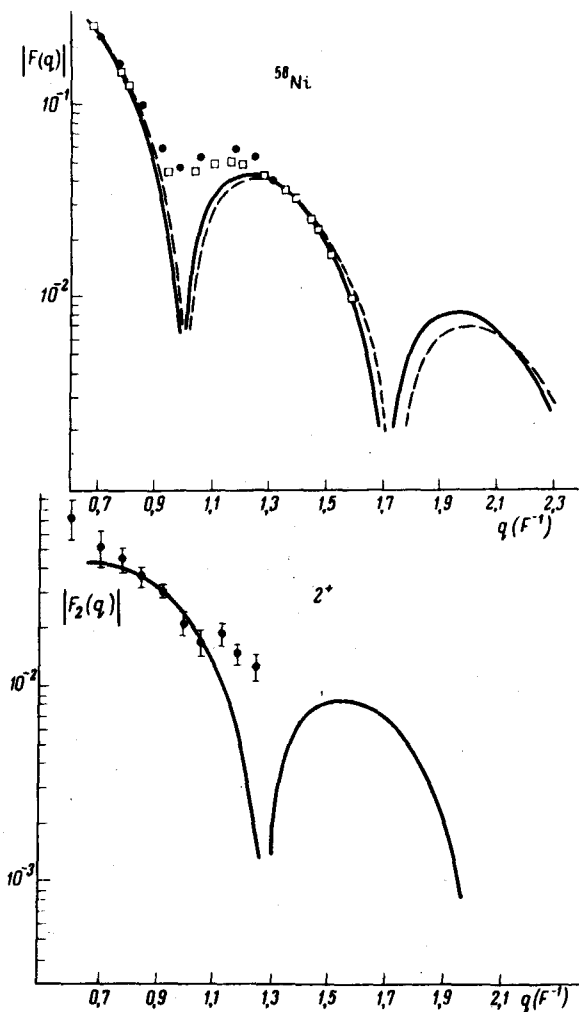


Рис. 2. Упругий и неупругий зарядовые формфакторы для  $^{58}\text{Ni}$ ; пунктир — с параметрами [6], сплошная линия — с учетом колебаний ( $R = 4,4 \phi$ ,  $\sigma = 0,56 \phi$ ,  $\beta_2 = 0,2$ ). Данные — из работ [6] — кружки и [7] — квадратики

Переходим к обсуждению результатов вычислений. Магическое ядро  $^{58}_{28}\text{Ni}$  имеет число протонов почти равное числу нейтронов; поэтому зарядовое  $\rho_p$  и нейтральное  $\rho_n$  распределения были выбраны совпадающими. Пунктирная кривая на рис. 1 описывает упругое рассеяние со сферическим ферми-распределением с параметрами  $R = 4,28 \phi$ ,

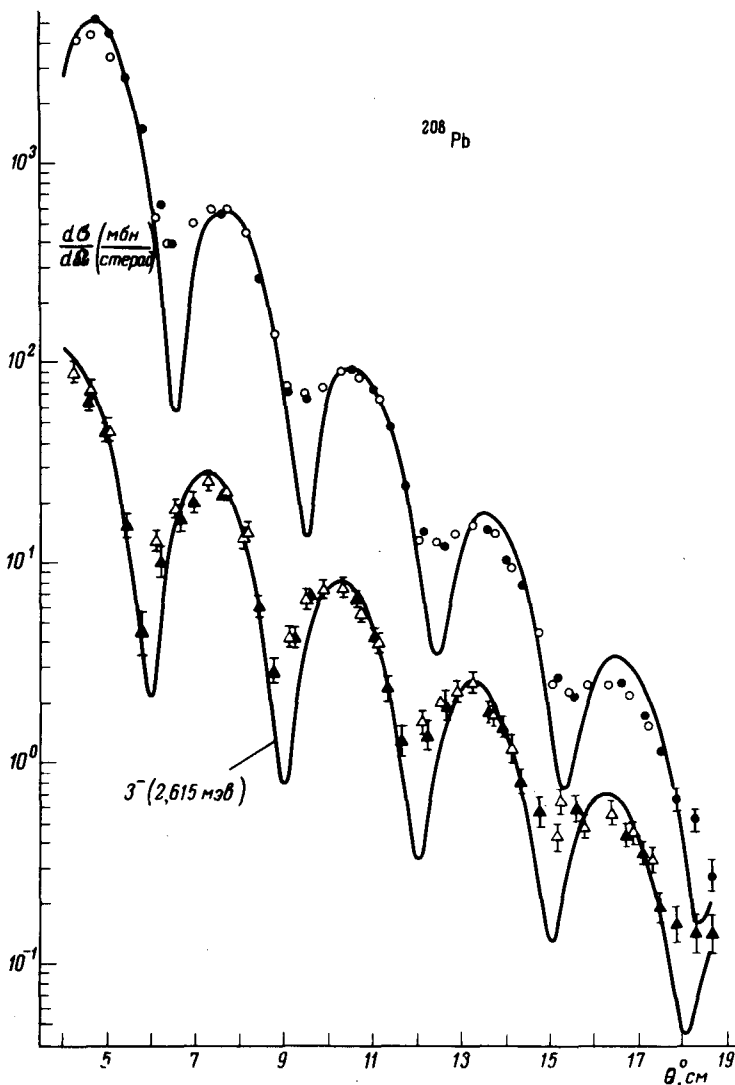


Рис. 3. Упругое и неупругое сечения рассеяния протонов на  $^{208}\text{Pb}$ ; параметры распределения плотности:  $R = 6,85 \phi$ ,  $\alpha = 0,57 \phi$ ,  $\beta_3 = 0,1$

$\alpha = 0,566 \phi$ , взятыми из электронного рассеяния [6]. Соответствующий упругий зарядовый формфактор приведен на рис. 2 (пунктирная кривая). Он сравнивается с данными работ [6] — кружки и [7] — квадратики. Учет вибрационных осцилляций ядерной поверхности приводит к эффективному изменению параметров распределения. Поэтому величины  $R$ ,  $\alpha$ ,  $\beta_L$  определялись из сравнения с экспериментом сечений и формфакторов. Упругие и неупругие ( $2^+$ ,  $1,45 \text{ Мэв}$ ) сечения и формфакторы показаны на рис. 1 и 2 сплошными кривыми для  $R = 4,4 \phi$ ,  $\alpha = 0,56 \phi$ ,  $\beta_2 = 0,2$ . Найденное значение  $\beta_2$  очень хорошо согласуется с данными по неупругому рассеянию протонов и электронов низкой энергии и кулоновскому возбуждению ( $\beta_2 \approx 0,2$ ). Необходимые ссылки имеются в работе [8].

В случае Рb из-за большого нейтронного избытка  $\rho_p \neq \rho_n$ . Поэтому была введена средняя плотность  $\bar{\rho}$ , параметры которой определялись из сравнения с данными по упругому и неупругому сечениям (рис.3). Мы нашли, что  $R = 6,85 \phi$ ,  $\alpha = 0,57 \phi$ ,  $\beta_3 = 0,1$ . Укажем для полноты параметры зарядовой плотности [9]:  $R = 6,47 \phi$ ,  $\alpha = 0,52 \phi$ . Найденные значения  $R$  и  $\alpha$  можно интерпретировать, как если бы избыточные нейтроны заполняли состояния сверх и без существенного возмущения дважды магического остова "82 - 82", приводя к увеличению  $R$ . Найденное значение  $\beta_3$  согласуется с данными по неупругому рассеянию протонов и электронов при низких энергиях:  $\beta_3 = 0,11$  [10],  $\beta_3 = 0,14$  [8],  $\beta_3 = 0,107$  [6],  $\beta_3 = 0,12$  [11]. Интересно отметить, что ход сечений для Ni и Рb отвечает правилу фаз Блейра [12]: для переходов с изменением четности ( $3^-$  в Рb) упругое и неупругое сечения изменяются синфазно, для переходов без изменения четности ( $2^+$  в Ni) сечения находятся в противофазе.

В заключении отметим, что наблюдаемое хорошее согласие теории с экспериментом доказывает адекватность используемого подхода. Хотя коллективные состояния описываются феноменологически, входящие в теорию параметры сравниваются одновременно с данными по упругому и неупругому рассеянию протонов и там, где это возможно (Ni) электронов. Это сравнение повышает надежность не только самих значений параметров, но и самого метода.

Автор благодарен Л.А.Сливу, В.Ефимову и А.А.Воробьеву за ценные обсуждения.

Институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
7 мая 1973 г.

### Литература

- [1] G.D.Alkhozov et al. Phys. Rev., 42B, 121, 1972.
- [2] J.Thirion et al. Preprint Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, France, 1973.
- [3] R.J.Glauber. Lectures in Theoretical Physics p. 315, vol. 1, N.Y., 1959.
- [4] V.E. Starodubsky, O.A.Domchenkov. Phys. Lett., 42B, 319, 1972.
- [5] H.Feshbach. A.Gal, J.Hufner. Ann. Phys., 66, 20, 1971.
- [6] R.H.Crannell et al. Phys. Rev., 123, 923, 1961.
- [7] V.M.Khvastunov et al, Nucl. Phys., 146A, 15, 1970.
- [8] T.Stovall, N.M.Hintz. Phys. Rev., 135, B330, 1964.
- [9] J.B.Bellicard, K.J.Van Oostrum. Phys. Rev. Lett., 19, 242, 1967.
- [10] A.Scott, M.P.Fricke. Phys. Lett., 20, 654, 1966.
- [11] J.F.Ziegler, G.A.Peterson. Phys. Rev., 165, 1337, 1968.
- [12] J.S.Blair. Phys. Rev., 115, 928, 1959.