

УДК 539.163

РЕЗОНАНСНОПОДОБНАЯ СТРУКТУРА, НАБЛЮДАЕМАЯ В РЕАКЦИИ
 $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ **А.С. Качан, И.В. Кургуз, И.С. Ковтуненко, В.М. Мищенко, В.А. Панин**

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", 61108, Харьков, ул. Академическая 1

E-mail: Kachan@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 8 февраля 2008г.

Изучен гамма-распад резонансноподобной структуры, наблюдаемой в реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в области энергий ускоренных протонов $E_p = 1,4-2,7$ МэВ. Измерены функции возбуждения данной реакции, спектры и угловые распределения гамма-квантов, образующихся при распаде резонансов с $E_p = 1482, 2350, 2505$ кэВ, составляющих данную резонансноподобную структуру. Идентифицирован М1-резонанс на основном и первом возбужденном состояниях ядра ^{31}P . Определены центр тяжести и полная сила М1-резонанса на основном состоянии данного ядра. Положение и полная сила М1-резонанса на основном состоянии объясняются с учетом сил спаривания.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: реакция $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$, М1-резонанс, М1-переход, энергия спаривания, гигантский резонанс.

Ранее [1, 2], изучая гамма-распад резонансноподобных структур (РПС), наблюдающихся в реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{21}Ne , ^{25}Mg , ^{29}Si , ^{33}S , мы идентифицировали магнитный дипольный резонанс (МДР) на основных состояниях нечетно-нечетных $4N+np$ ядер ^{22}Na , ^{26}Al , ^{30}P и провели поиск МДР в ядре ^{34}Cl . Положение центра тяжести (ЦТ) МДР ($E_0 = \sum_k E_k V_k(M1) / \sum_k V_k(M1)$) в этих ядрах отличается от такового в $4N$ ядрах в среднем на 3 МэВ и практически не зависит от A (общепринято считать, что эта зависимость должна быть типа $E_0 = 40A^{-1/3}$ [3]). Этот новый факт мы объяснили, предположив существование триплетного нейтрон-протонного спаривания. Совместный анализ полной силы и положения МДР в $4N$, $4N+2n$ и $4N+np$ ядрах показывает, что на формирование МДР в этих ядрах большое влияние оказывают валентные нуклоны и что ЦТ МДР определяется не только энергией спин-орбитального расщепления, но и величиной спаривания как $pn(pp)$ -пар, так и pr -пар. Такой же анализ для нечетных ядер показывает, что положение ЦТ МДР в этих ядрах будет зависеть от того, в каком состоянии находится нечетная частица, в подболочке $d_{5/2}$ или $d_{3/2}$. Положение ЦТ МДР в первом случае должно находиться в районе энергий возбуждения $5-6$ МэВ. Во втором случае в формировании МДР могут участвовать pn - или pr - пары из $d_{5/2}$ - подболочки, и тогда положение ЦТ МДР в нечетных ядрах будет незначительно отличаться от положения такового в четных ядрах. Этот вывод пока подтверждается данными наших работ [4-7] (ЦТ МДР в ядрах ^{35}Cl и ^{37}Cl находится в районе энергий возбуждения $9-10$ МэВ. В ядрах ^{23}Na и ^{27}Al в районе $5-6$ МэВ). Для подтверждения и дальнейшего развития модельных представлений о природе МДР и механизмах его возбуждения необходимы новые экспериментальные данные о положении, тонкой структуре и полной силе МДР в тех четных и нечетных ядрах, в которых он еще не обнаружен. Целью данной работы являлось получение новой экспериментальной информации о резонансных состояниях из реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ и получении дополнительной информации о гамма-распаде резонансноподобной структуры, наблюдаемой в данной реакции.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Измерения проводили на ускорителе ЭСУ-5 ННЦ ХФТИ. Для измерения функции возбуждения применяли NaI(Tl) детектор размерами $\varnothing 150 \times 100$ мм, который располагали на расстоянии 5 см от мишени под углом 55° относительно направления пучка протонов с целью исключения зависимости эффекта углового распределения гамма-квантов на результаты измерений. Регистрировали γ -кванты с $E_\gamma > 2,6$ МэВ. Для измерения спектров и угловых распределений γ -квантов применяли Ge(Li) детектор объемом 60 см^3 и с разрешением 4 кэВ для $E_\gamma = 1332$ кэВ. Наши эксперименты были выполнены на тонкой изотопной мишени (толщина мишени составляла порядка 2 кэВ для протонов с энергией 2 МэВ), приготовленной путём вбивания ионов ^{30}Si в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе. Танталовая подложка представляла собой диск диаметром 16 мм и толщиной $0,5$ мм. Выбор в качестве подложки тантала обусловлен тем, что данный материал даёт незначительный фон гамма-лучей до энергии ускоренных протонов 4 МэВ. Мишени, приготовленные таким способом, удобны для длительных экспериментов, так как выдерживают высокие плотности токов на протяжении многих часов работы. Недостатком «вбитых» мишеней является то, что точно нельзя оценить число ядер в мишени, и это затрудняет их применение для измерения абсолютного выхода γ -квантов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная информация о резонансных состояниях ядра ^{31}P с помощью реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{30}Si в области энергий ускоренных про-

тонов от 0,5 до 4,0 МэВ [8-11]. Но для некоторых резонансных состояний экспериментальная информация недостаточна. Так, например, для резонансных состояний, имеющих интенсивные переходы в основное состояние с $E_p=1482, 2350$ и 2505 кэВ [9], угловые распределения не измерялись в реакции радиационного захвата протонов. Поэтому коэффициенты смешивания по мультипольностям γ -излучения неизвестны для γ -переходов с этих состояний. В связи с этим, мы провели цикл измерений, связанных с идентификацией и определением положения центра тяжести, тонкой структуры и полной силы МДР в ядре ^{31}P . С этой целью нами измерена функция возбуждения реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в области энергий ускоренных протонов $E_p = 1,4-2,7$ МэВ (рис.1).

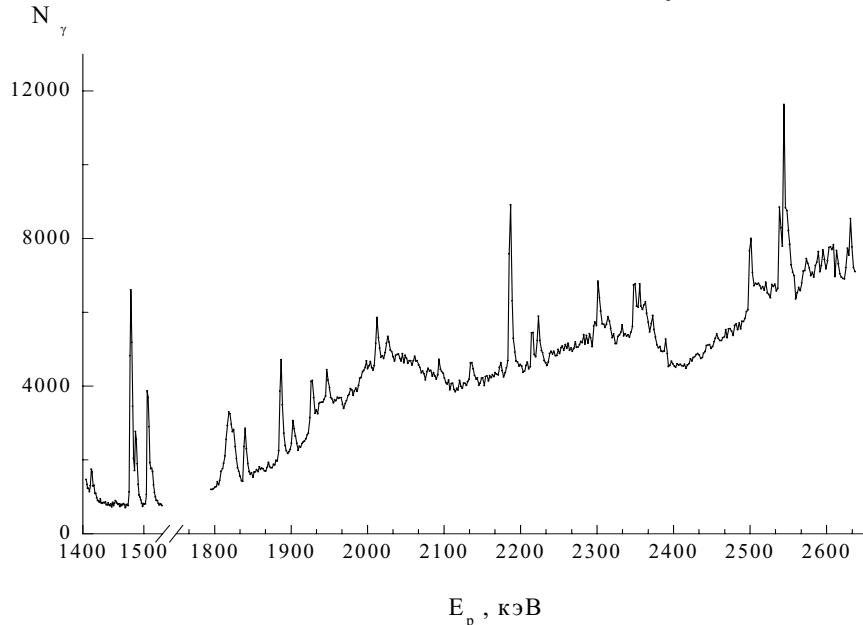


Рис.1. Функция возбуждения реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$

Сила резонанса ($S=(2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$) определялась из сравнения площади под резонансной кривой для резонансов, которые исследовались, с таковой для резонанса при $E_p=1880$ кэВ. Сила последнего хорошо известна и равна $4,8\pm 0,7$ эВ [8]. В результате проведенных измерений была обнаружена резонансноподобная структура (РПС) (рис.2а), подобная тем, которые наблюдаются в реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{34}S и ^{36}S , исследованных нами ранее [4-7]. Правда, центр тяжести ($E_{ц.т.}=\sum_k E_k S_k / \sum_k S_k$) этой РПС, равный $10,4\pm 0,5$ МэВ, находится в той же области энергии возбуждения, что и в ядре ^{37}Cl и на 1 МэВ выше по энергии возбуждения, чем для ^{35}Cl . Это может быть связано с тем, что наиболее интенсивные резонансы принадлежат состояниям М1-резонанса на первом возбужденном состоянии ядра ^{31}P . А как следует из гипотезы Бринка-Акселя, такой М1-резонанс должен находиться выше по энергии возбуждения, чем М1-резонанс на основном состоянии на величину, равную энергии первого возбужденного уровня ядра ^{31}P ($E^*=1266$ кэВ). Во всех предыдущих случаях [1-7] РПС имели сложную структуру, то есть состояли из состояний, которые относятся как к М1-резонансу основного состояния, так и М1-резонансу, "построенному" на возбужденных состояниях, только в одном случае (^{34}Cl) ЦТ РПС определялся состояниями М1-резонанса на возбужденном состоянии.

Окончательный вывод о природе наблюдаемой РПС в ядре ^{31}P может быть сделан после установления всех квантовых характеристик резонансных состояний, составляющих эту РПС и изучения их γ -распада. С этой целью нами измерены спектры и угловые распределения γ -квантов, образующихся при распаде наиболее интенсивных резонансов с $E_p=1482, 2350$ и 2505 кэВ. Ge(Li) детектор располагался на расстоянии 7 см от мишени толщиной 20 мг/см². Мишень находилась в центре вращения под углом 45° к направлению пучка протонов. Измерения проводились под углами $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Поправки, которые учитывают конечные размеры детектора, выбирались из таблиц работы [12]. Монитором служил сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl). Этот же детектор использовался и при измерениях функции возбуждения реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$. Результаты измерений в виде коэффициентов разложения (a_k) по полиномам Лежандра приведены в таблице 1. Коэффициенты a_k определены путем согласования по методу наименьших квадратов экспериментальных данных и выражения $W(\theta)=A_0[1+a_2P_2(\cos\theta)+a_4P_4(\cos\theta)+a_6P_6(\cos\theta)]$. Дальнейший анализ угловых распределений состоял в нахождении спинов резонансных состояний и коэффициентов смешивания по мультипольностям γ -излучения (δ) путем минимизации величины

$$\chi^2 = \sum_n \left[\frac{A_0 W^{\text{теор}}(i_n) - W^{\text{эксп}}(i_n)}{DW^{\text{эксп}}(i_n)} \right]^2, \quad (1)$$

где $W^{\text{теор}}(\theta) = \sum_k Q_k \rho_{k0} F_k (J_1, J_2, L, \delta)$ P_k - теоретическое угловое распределение γ -квантов для перехода между

начальным и конечным состояниями со спинами J_1 и J_2 , $W^{\text{экср}}(\theta)$ и $\Delta W^{\text{экср}}(\theta)$ - экспериментальные данные с соответствующими статистическими погрешностями, A_0 - нормировочная константа, Q_k - коэффициент, учитывающий конечные размеры детектора, ρ_{k0} - элемент статистического тензора, n - число экспериментальных точек (углов). Процедура подгонки для нечетных ядер отличалась от таковой для четных ядер тем, что в этом случае параметры статистического тензора вычисляются и коэффициент смешивания по мультипольностям δ остается единственным подгоночным параметром (варьируемым).

Таблица 1. Результаты измерений угловых распределений γ -квантов в реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$

E_p , кэВ	$E_i^* \rightarrow E_f^*$, кэВ	$a_2 \pm \Delta a_2$	$a_4 \pm \Delta a_4$	$a_6 \pm \Delta a_6$	χ_{\min}^2
1482	8730 \rightarrow 0	0,25 \pm 0,12	0,14 \pm 0,12	0,009 \pm 0,13	0,003
	\rightarrow 2234	0,40 \pm 0,10	0,05 \pm 0,10	0,110 \pm 0,09	1,2
	\rightarrow 3134	0,38 \pm 0,09	0,05 \pm 0,08	0,06 \pm 0,09	0,27
	\rightarrow 3295	0,42 \pm 0,15	0,41 \pm 0,15	0,14 \pm 0,17	0,15
	\rightarrow 5015	0,32 \pm 0,12	0,11 \pm 0,12	0,03 \pm 0,10	0,07
2505	9721 \rightarrow 0	0,09 \pm 0,14	0,09 \pm 0,15	0,12 \pm 0,16	0,04
	\rightarrow 1266	0,39 \pm 0,14	0,04 \pm 0,13	0,005 \pm 0,140	0,21
	\rightarrow 2234	0,29 \pm 0,12	0,07 \pm 0,12	0,13 \pm 0,14	1,1
	\rightarrow 3506	0,23 \pm 0,26	0,24 \pm 0,28	0,21 \pm 0,30	1,45
	\rightarrow 4261	0,04 \pm 0,11	0,35 \pm 0,13	0,10 \pm 0,12	0,38
2350	9571 \rightarrow 0	0,01 \pm 0,11	0,04 \pm 0,12	0,08 \pm 0,13	1,9
	\rightarrow 1266	0,12 \pm 0,12	0,09 \pm 0,13	0,07 \pm 0,12	0,0005
	\rightarrow 3134	0,09 \pm 0,11	0,12 \pm 0,13	0,15 \pm 0,14	0,0003
	\rightarrow 1727	0,35 \pm 0,13	0,12 \pm 0,12	0,11 \pm 0,12	0,1

Значение спина изучаемым резонансам приписано, в основном, из анализа переходов на основное состояние ядра $^{31}\text{P}(J^\pi=1/2^+)$. Значение четности приписано на основании сравнения вероятностей электромагнитных переходов различной мультипольности с рекомендованными верхними пределами (РВП) данных величин [13]. На рис. 2b и 2c для состояний, у которых известны не все квантовые характеристики, приведена оценка верхней границы величины $V(M1)$. Эти значения не превышают 0,1 μ_N^2 (уровень "фона" для переходов на основное состояние) и 0,05 μ_N^2 (уровень "фона" для переходов на первое возбужденное состояние). Полученные распределения вероятностей магнитных дипольных γ -переходов позволяют сделать вывод, что резонансы, которые составляют РПС, принадлежат состояниям M1-резонанса на первом возбужденном состоянии ядра ^{31}P (рис.2с). Самая большая вероятность M1-перехода из связанного состояния 7141 кэВ ($J^\pi=1/2^+$) на основное состояние равна 0,47 μ_N^2 . Это значение получено с учетом среднего времени жизни состояния 7141 кэВ [10]. Центр тяжести МДР на основном состоянии ядра ^{31}P (рис.2b) оказался равным 8,5 \pm 0,3 МэВ и расположен в области энергий возбуждения, ожидаемого для ядер с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой. Этот экспериментальный факт подтверждает, что в формировании M1-резонанса в ядре ^{31}P принимает участие pn или pp - пара из $d_{5/2}$ -подоболочки. Поэтому на положение центра M1-резонанса в этом ядре оказывает влияние величина $pn(pp)$ -спаривания в этой подоболочке.

Для определения полной силы магнитного дипольного резонанса ($S_{EW}^{M1} = \sum_k E_k B_k(M1)\uparrow$), наблюдаемого в реакции радиационного захвата протонов, необходимо знание сил резонансов данной реакции ($S = (2I+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$), так как:

$$V(M1)_{\uparrow} = \frac{86,6}{(2I_f + 1)} \frac{b_{if} S_i [\text{эВ}]}{(1 + \delta_{if}^2) E_{\gamma if}^3 [\text{МэВ}]} [\mu_N^2], \quad (2)$$

где i – начальное состояние (резонансное); f – конечное состояние; b_{if} – коэффициент ветвления для перехода между начальным и конечным состоянием; S_i – силы резонансных состояний; δ_{if} – коэффициент смешивания по мультипольностям для γ – переходов между начальным и конечным состоянием; I – спин состояния; $E_{\gamma if}$ – энергия γ – перехода между начальным и конечным состоянием; $V(M1)_{\uparrow}$ – вероятность M1-перехода из конечного состояния в начальное состояние ($V(M1)_{\uparrow} = (2I_i+1)/(2I_f+1)V(M1)_{\downarrow}$).

Полная сила (S_{EW}^{M1}) МДР на основном состоянии равна 10,7 \pm 2,2 МэВ μ_N^2 . Это значение близко к значению полной силы МДР в ^{37}Cl и сравнимо с таковой в чётных ($4N+2n$) ядрах [1], что, по-видимому, связано с разрывом $pn(pp)$ - пары и переходами двух частиц с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочки. В отличие от ядер ^{23}Na и ^{27}Al , в которых полная сила МДР более чем в два раза меньше, что, по-видимому, связано с тем, что в этих ядрах в формировании МДР, в основном, принимает участие валентный нейтрон из незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочки. Вследствие проведенных исследований идентифицирован МДР на основном и первом возбужденном состоянии в ядре ^{31}P .

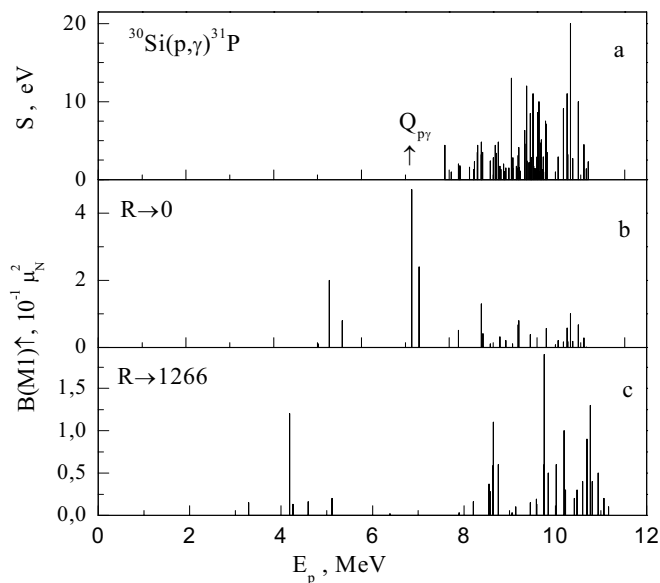


Рис.2. Гамма-распад резонансноподобной структуры из реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$:

a - силы резонансов; b - приведенные вероятности γ -переходов с основного состояния ядра ^{31}P ; c - приведенные вероятности γ -переходов с первого возбужденного состояния ядра ^{31}P . Для наглядности на рисунке приведены только те резонансные состояния, для которых $S > 1$ эВ.

ВЫВОДЫ

В данной работе изучен гамма-распад резонансноподобной структуры, наблюдаемой в реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в области энергий ускоренных протонов $E_p = 1,4-2,7$ МэВ. Измерены угловые распределения гамма-квантов, которые образуются при распаде резонансных состояний 8730 кэВ ($E_p=1482$ кэВ), 9571 кэВ ($E_p=2350$ кэВ) и 9721 кэВ ($E_p=2505$ кэВ). Из анализа функции возбуждения реакции $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ и угловых распределений гамма-квантов определены силы резонансов, их спины, чётности и коэффициенты смешивания по мультиполностям гамма-излучения. Получены распределения вероятностей магнитных дипольных переходов на основном и первом возбужденных состояниях ядра ^{31}P , которые имеют резонансный характер. Идентифицирован МДР на основном и первом возбужденных состояниях ядра ^{31}P . Определены центр тяжести и полная сила МДР на основном состоянии данного ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качан А.С., Немашкало Б.А., Сторижко В.Е. М1-резонанс в ядрах sd-оболочки // ЯФ. – 1989. – Т.49, №2. – С. 367-370.
2. Качан А.С., Водин А.Н., Немашкало Б.А., Слабоспицкий Р.П. Положение М1-резонанса в нечётно-нечётном ядре ^{34}Cl // ЯФ – 1992. – Т. 55, №10. – С. 2609-2615.
3. Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжан Р.А. Гигантские резонансы в атомных ядрах // ЭЧАЯ. – 2000. – Т. 32, вып. 2. – С. 313-319.
4. Качан А.С., Ковтуненко И.С., Кургуз И.В., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. Резонансноподобная структура, наблюдаемая в реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ // Изв. РАН. Сер.физ. – 2006. – Т. 70, №5. – С. 727-732.
5. Качан А.С., Водин А.Н., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. Поиск и изучение тонкой структуры М1-резонанса в ядре ^{37}Cl // Изв. РАН. Сер.физ. – 1998. – Т. 62, №1. – С. 48-55.
6. Качан А.С., Водин А.Н., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. Поиск и изучение тонкой структуры М1-резонанса в ядре ^{27}Al // Изв. РАН. Сер. физ. – 1999 – Т. 63, №5. – С. 1032-1036.
7. Качан А.С., Водин А.Н., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. Поиск и изучение тонкой структуры М1-резонанса в ядре ^{23}Na // Изв. РАН. Сер.физ. – 2000 – Т.64, №5. – С. 1046-1049.
8. Endt P.M. Energy levels of A=21-44 nuclei // Nucl. Phys. – 1990. – Vol.A521. – P.349-354.
9. De Neijs E.O. et al. Levels of ^{31}P from proton capture in ^{30}Si // Nucl. Phys.– 1975.-Vol. A254.-P.45-62.
10. Wiechers G. et al. Levels in ^{31}P excited in the $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ reaction by 3 to 4 MeV protons // Nucl. Phys. – 1969. – Vol. A124. – P. 165-176.
11. Borman C.H. et al. Spins and decay schemes of $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ resonant levels at $E_p=2-3$ MeV // Nucl. Phys. – Vol. A112. – P 231-240.
12. Camp D.C., Van Lehn A. L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li)-detector // Nucl. Instrum. and Meth. – 1969. – Vol. 76. – P. 192-240.
13. Endt P.M. Energy levels of A = 21-44 nuclei // At. Nucl. Data Tables. – 1979. – Vol. 23. – P. 3.

RESONANCE-LIKE STRUCTURE, OBSERVED IN THE $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ REACTION

A.S. Kachan, I.V. Kurguz, I.S. Kovtunencko, V.M. Mischenko, V.A. Panin

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology",
1, Akademicheskaya st., Kharkov, 61108

Gamma-decay of the resonance-like structures observed in the $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ reaction in the energy range $E_p = 1,4-2,7$ MeV of accelerated protons was studied. Excitation function, γ -ray spectra and angle distributions were measured for resonances at $E_p = 1482, 2350, 2505$ keV, which composed this resonance-like structure. The M1-resonance is identified on the ground state and first excited state of ^{31}P . The total strength and the center of gravity of the M1-resonance on the ground state is determined for given nucleus. The position and total strength of M1-resonance on the ground state is explained by taking into account pairing forces.

KEY WORDS: The $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ reaction, M1 resonance, M1 transition, pairing-energy, giant resonance.