



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P13-93-114

А.С.Фомичев, В.Вагнер¹, И.Давид, З.Длоугы²,
Ж.М.Кор³, М.Левитович, С.М.Лукьянов,
А.Маттхиз¹, Л.Носек², Х.-Г.Ортлепп¹,
Ю.Э.Пенионжкевич, И.Пецина², М.Г.Сен-Лоран³,
Н.К.Скобелев, О.Б.Тарасов

РАЗРЕШЕНИЕ CsI(Tl)-ДЕТЕКТОРА
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ФРАГМЕНТОВ
ЛЕГКИХ И СРЕДНИХ МАСС
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 2+77 МэВ/А

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods»

¹Центр исследований, Россендорф, Германия

²Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

³ГАНИЛ, Кан, Франция

1. Введение

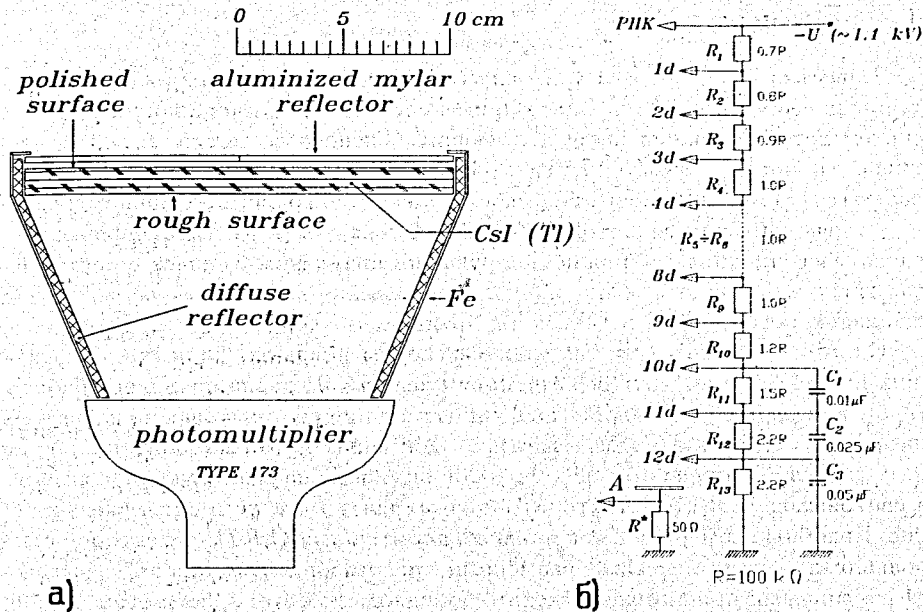
Известно [1, 2, 3], что кристалл $CsI(Tl)$ обладает целым рядом замечательных свойств, нашедших свое применение при создании многомодульных систем детектирования частиц, имеющих большую геометрическую эффективность, часто близкую к 4π ср [4, 5, 6]. Наиболее важными свойствами являются: 1) высокое энергетическое разрешение, сравнимое лишь с труднообратываемым сцинтиллятором $NaI(Tl)$; 2) сильная зависимость формы сигнала высвечивания от типа ионизирующего излучения; 3) пластичность, малая гигроскопичность, возможность изготовления детектора с эффективной площадью регистрации до 300 см^2 и больше.

Однако существует не так много экспериментальных данных, позволяющих продемонстрировать все эти преимущества. Недавно появились работы [7, 8], в которых анализировалось сцинтилляционное разрешение детектора на основе $CsI(Tl)$ в зависимости от A , Z , E для широкого диапазона частиц и их энергии. Авторы обращают особое внимание на массовую зависимость в световых выходы $CsI(Tl)$ -детектора не только для легких, но и для тяжелых ионов. Подобные измерения, как правило, делались для $CsI(Tl)$ -детекторов с небольшими геометрическими размерами кристаллов в комбинации с высокоэффективными приемниками света - фотодиодами фирмы Hamamatsu S1790, S1723 [2, 9, 10, 11]. В данной работе получены сравнимые результаты для кристалла $CsI(Tl)$ диаметром 200 мм и толщиной 15 мм при работе с фотомножителем типа ФЭУ-173. Для такого детектора достигнуто высокое энергетическое разрешение при регистрации вторичных частиц легких и средних масс ($\Delta E = 0.7\% \div 6.2\%$), разделенных с помощью магнитных спектрометров ФЛЯР ОЯЯ, LISE Ганни и имеющих энергию от 2 МэВ/А до 77 МэВ/А. Приведена оценка массовой зависимости световых выходов $CsI(Tl)$ детектора от Z , E и интервала интегрирования анодного сигнала ФЭУ. Показана возможность идентификации вторичных частиц включительно до $Z = 7$ методом анализа формы импульса высвечивания кристалла $CsI(Tl)$.

2. Описание $CsI(Tl)$ -детектора

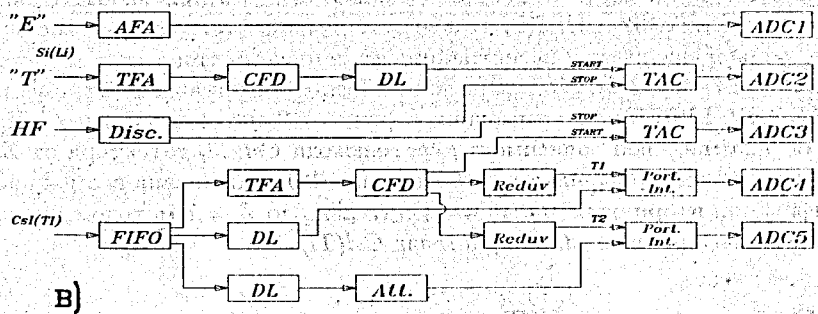
Тестируемый $CsI(Tl)$ детектор, показанный на рис. 1а, является элементом многомодульной установки ФОБОС [6], сцинтилляционная оболочка которой состоит из 210 подобных детекторов, образующих сферу радиусом 78 см. Кристаллы $CsI(Tl)$ шестигранной формы с диагональю 200 мм или 150 мм были изготовлены Харьковской фирмой "Монокристаллреактив" методом Чохральского с содержанием Tl в пределах $0.067 \pm 0.003\%$. Фронтальная поверхность полировалась в спирт-глицериновой среде для предотвращения процесса вымывания активатора на поверхности, в то время как обратная сторона сцинтиллятора была сделана равномерно матовой для обеспечения диффузного отражения света внутри пустотелого световода. Боковая повер-

Объединенный институт
ядерных исследований
БИС ПИСТЕНА



а)

б)



в)

Рис.1 Конструкция сцинтилляционного детектора (а); прогрессивный делитель напряжения для ФЭУ-173 (б); блок-схема сбора информации (в), где АФА-спектроскопический усилитель, ТФА-быстрый усилитель, DL-линия задержки, FIFO-аналоговый разветвитель, Att.-ослабитель сигналов, Reduv-быстрые ворота, Port.-Int.-селективный интегратор.

хность кристалла, а также поверхность световода, являющегося одновременно и элементом крепления детектора, покрывались специальной эмалью ВЛ548 на основе TiO_2 . Данная конструкция световода, основанная на диффузном отражении света, обеспечила высокую равномерность светового сбора для кристалла большой площади (отклонение от среднего значения не превышало 10%). Для увеличения абсолютной величины светосбора перед кристаллом $CsI(Tl)$ на расстоянии 3 мм устанавливался отражатель из алюминизированного майлара толщиной 2.5 мкм. В качестве фотоприемников света были выбраны фотоумножители Новосибирского завода "Экран" типа ФЭУ-173(167) с диаметрами фотокатодов 150 мм и 100 мм соответственно и со спектральной характеристикой в диапазоне длин волн $300 \div 850$ нм (для $CsI(Tl)$ $\lambda_{max} = 550$ нм). Фотоумножитель работал с прогрессивным делителем напряжения, см.рис.1б, коэффициент нелинейности которого не превышал $\sim 0.5\%$ в диапазоне амплитуд анодного сигнала ($R^* = 50 \Omega$) от 10 мВ до 1000 мВ. Описанный детектор позволял идентифицировать легкие заряженные частицы и γ -кванты по форме импульса высвечивания и имел неплохое энергетическое разрешение $\sim 7.3\%$ для α -частиц с $E = 5.51$ МэВ от ^{238}Pu источника [12, 13].

3. Эксперимент

Испытания сцинтилляционного детектора проводились на пучках вторичных частиц ФЛЯР ОИЯИ [14], сформированных из продуктов реакции $^{11}B(20 \text{ МэВ}/A) + ^{181}Ta$, и магнитном спектрометре LISE Гангил [15, 16] как продуктов реакций $^{36}Ar(44 \text{ МэВ}/A) + ^{58}Ni$, $^{18}O(63 \text{ МэВ}/A) + ^9Be$. В обоих случаях детектор устанавливался в фокальной плоскости спектрометров под углом 0° к направлению вторичного пучка и регистрировал частицы с известной энергией для нескольких значений магнитной жесткости $B\rho$. Для точной идентификации частиц перед кристаллом $CsI(Tl)$ устанавливался $Si(Li)$ -детектор (108 мкм - ФЛЯР, 300 мкм - GANIL), который впоследствии убирался, чтобы избежать неопределенностей в определении энергии частиц за счет потерь в ΔE -детекторе. С использованием времяпролетной методики была достигнута однозначная идентификация регистрируемых продуктов. Для примера, на рис.2(а,б) показаны две матрицы $E_{Si} - TOF$ и $E_{CsI} - TOF$ (энергия - время пролета), полученные для продуктов реакции $^{36}Ar(44 \text{ МэВ}/A) + ^{58}Ni$ на времяпролетной базе 18 метров при жесткости спектрометра $B\rho = 1.78$ Тл·м. Из сравнения видно, что для сцинтилляционного детектора изменился лишь наклон изотопных линий относительно вертикали, соответствующей частицам с одинаковым отношением $A/Z = 2$, а также ухудшилось энергетическое разрешение примерно в 2.5 раза по сравнению с полупроводниковым детектором ($\Delta E_{CsI} \approx 2.1\%$). В сцинтилляционном тракте интегрирование анодного сигнала ФЭУ осуществлялось в интервале (0;4.0 мкс), где первая цифра означает задержку относительно начала нарастания импульса, вторая - длительность интервала.

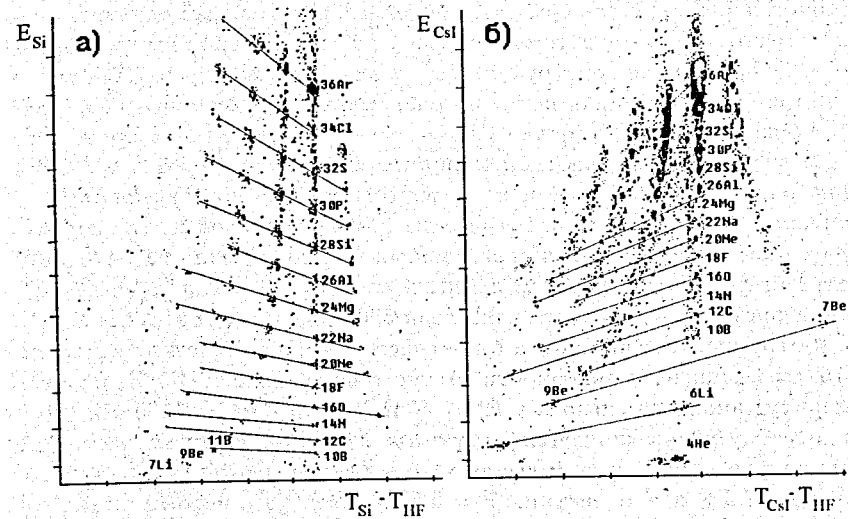


Рис.2 Идентификация вторичных частиц из реакции $^{36}\text{Ar}(44\text{MeV/A}) + ^{58}\text{Ni}$ $\text{Si}(\text{Li})$ и $\text{CsI}(\text{Tl})$ детекторами с применением времяпролетной методики на базе 18 м. В качестве стоп-сигналов использовалась задающая частота ВЧ-генератора циклотрона (HF).

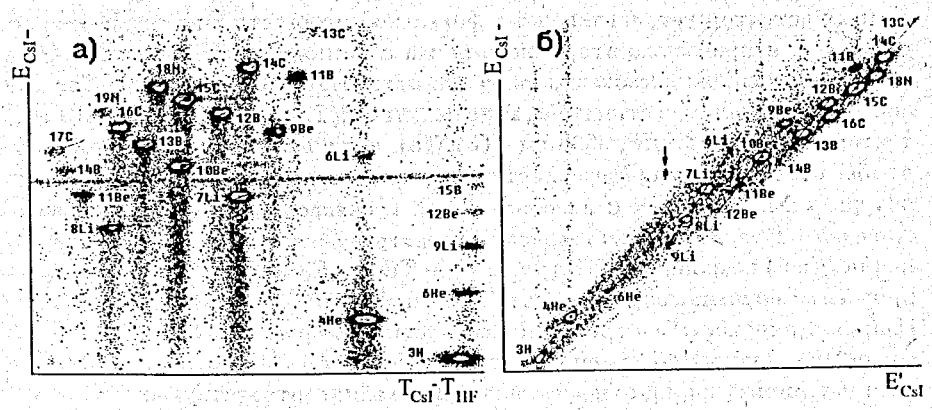


Рис.3 Идентификация вторичных частиц из реакции $^{18}\text{O}(63\text{MeV/A}) + ^9\text{Be}$ с использованием TOF (а) и PSA (б) методов для $\text{CsI}(\text{Tl})$ детектора

Заметим, что легкие заряженные частицы было возможно идентифицировать одним $\text{CsI}(\text{Tl})$ -детектором, используя анализ формы импульса высвечивания (PSA). Для этого было достаточно вместо сигналов TOF взять другой интервал интегрирования анодного сигнала ФЭУ, например (0;0.08 мкс) как показано на рис.3(а,б). Видно, что PSA метод дает однозначную идентификацию частиц вплоть до $Z = 7$. На матрицах пик от ^4He не соответствует систематике частиц с $Z = 2$, поскольку энергия $E_0 = 77.4 \text{ МэВ/А}$ превышает $E_{lim} = 61 \text{ МэВ/А}$, необходимую для полной остановки α -частиц в кристалле толщиной 15 мм. Горизонтальная линия (рис.3а) и точка под стрелкой (рис.3б) получены от генератора импульсов, используемого для точной калибровки всех трактов. Принципиальная блок-схема сбора информации в экспериментах с применением TOF и PSA методик приведена на рис.1в.

4. Результаты

Для нескольких значений жесткости магнитного спектрометра $B\rho$ (1.78, 2.05, 2.20 Тл) в реакции $^{36}\text{Ar}(44\text{MeV/A}) + ^{58}\text{Ni}$ и $B\rho = 2.58, 2.84 \text{ Тл}\cdot\text{м}$ в реакции $^{18}\text{O}(63\text{MeV/A}) + ^9\text{Be}$ были получены зависимости световых выходов кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ от энергии для разных изотопов с $Z = 2 \div 13$. Энергия каждой частицы определялась из известного релятивистского соотношения:

$$E = 931.5 \text{ А} \left(\sqrt{1 + 0.10369 \left(\frac{B\rho \times Z}{\text{А}} \right)^2} - 1 \right), \quad (1)$$

где E - энергия в МэВ, Z - заряд частицы, А - масса покоя в а.е.м. и $B\rho$ - магнитная жесткость в Тл. На рис.4(а,б,в) представлены зависимости светового выхода $\text{CsI}(\text{Tl})$ в диапазоне энергий от 22 МэВ/А до 77 МэВ/А, которые легко экстраполируются прямыми линиями по упрощенной формуле из работы [10]:

$$L(E) = S E + M, \quad (2)$$

где S и M - параметры, определяющие наклон и пьедестал соответственно. Энергетическое разрешение ($\Delta E/E$), определенное шириной пика на полувысоте к энергии, не зависело от типа частиц и изменялось от 2.1% до 0.7% в зависимости от энергии. Из анализа полученных результатов была определена разница в световых выходах кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ для изотопов ^9Be и ^{11}Be , которая составила 11% при экстраполяции калибровочных линий в область энергий 10 МэВ/А. Аналогичная процедура для изотопов ^{16}O и ^{18}O даст значение $\Delta L \sim 5\%$, что согласуется с данными работ [7, 8].

Поведение калибровочных кривых для кристалла $\text{CsI}(\text{Tl})$ в области низких и средних энергий частиц особенно интересно, поскольку можно определить пороговую энергию, начиная с которой световой выход как функция $L(A, Z, E)$ перестает зависеть от массы или когда проявляется нелинейная зависимость

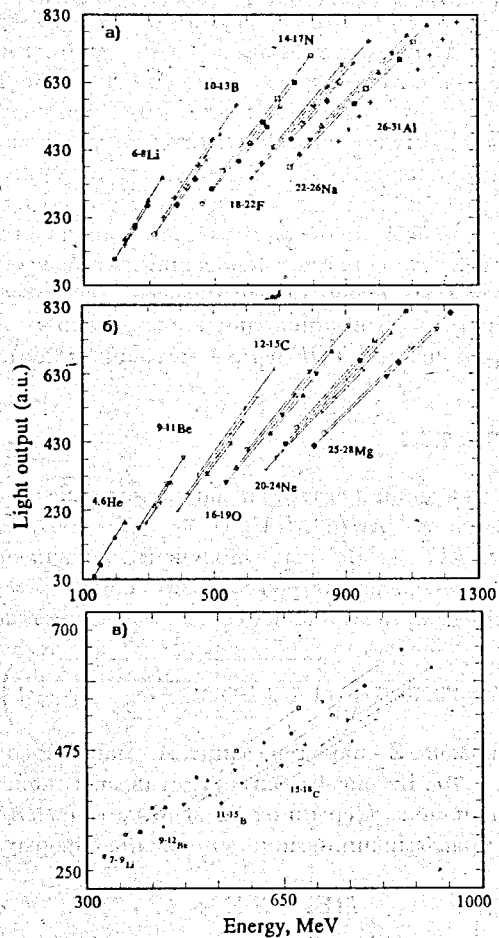


Рис.4 Световой выход кристалла CsI(Tl) для разных изотопов с зарядом $Z = 2 \div 13$ как функция энергии (в области от 22 MeV/A до 77 MeV/A), полученных в реакциях ^{36}Ar (44 MeV/A) + ^{58}Ni (а, б) и ^{18}O (63 MeV/A) + ^9Be (в). Анодные сигналы ФЭУ интегрировались в интервале (0; 4.0 мкс).

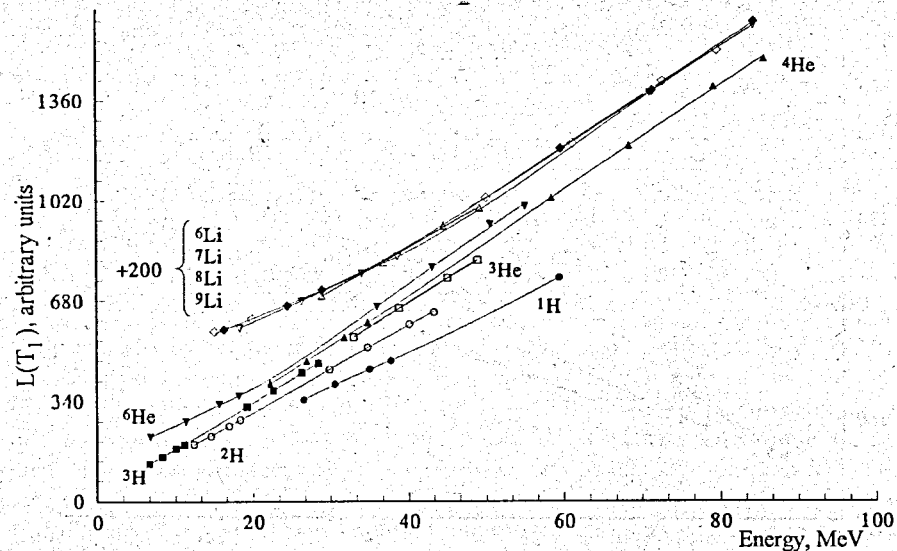


Рис.5 Световой выход кристалла CsI(Tl) для легких частиц с $Z = 1 \div 3$ как функция энергии при интегрировании анодных сигналов в первом временном интервале: $T_1 = 0; 0.4$ мкс. Для наглядности кривые изотопов Li приподняты.

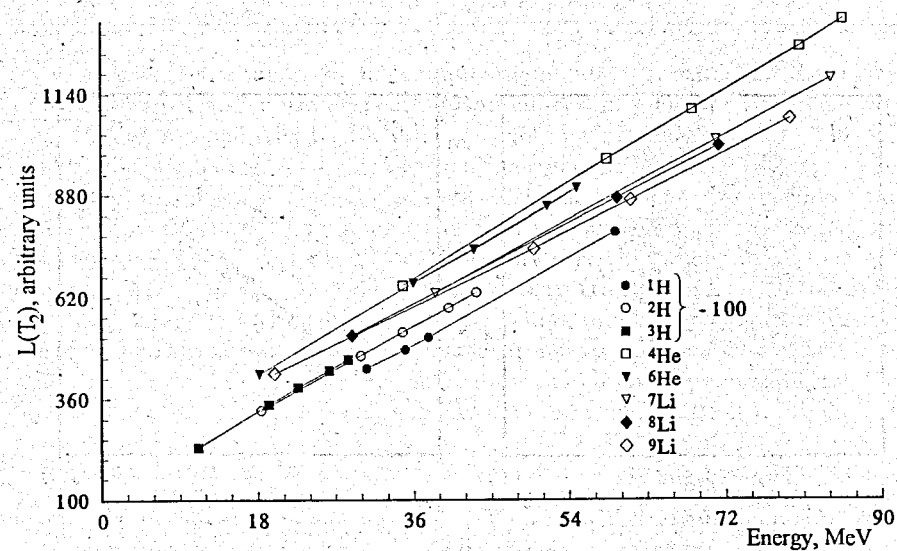


Рис.6 Световой выход кристалла CsI(Tl) для легких частиц с $Z = 1 \div 3$ как функция энергии при интегрировании анодных сигналов во втором временном интервале: $T_2 = 0; 2.0$ мкс. Для наглядности кривые изотопов H опущены.

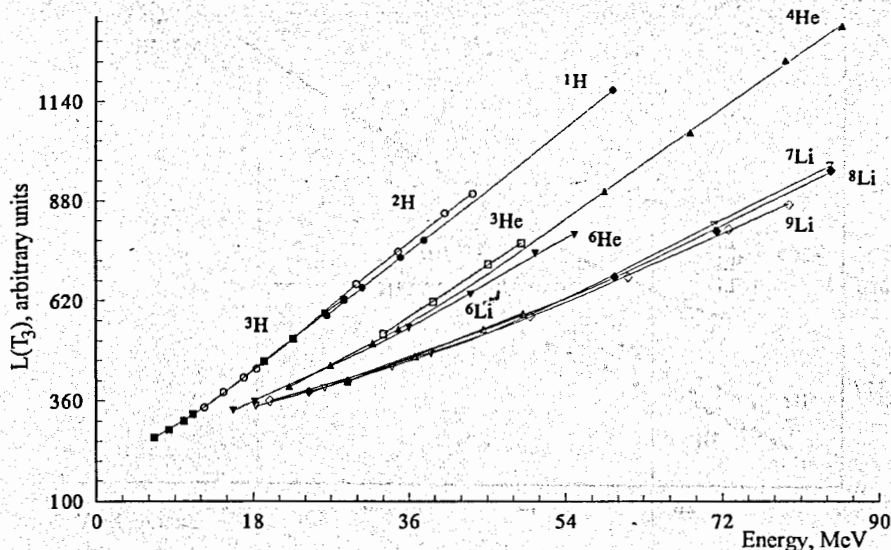


Рис.7 Световой выход кристалла CsI(Tl) для легких частиц с $Z = 1 \div 3$ как функция энергии при интегрировании анодных сигналов в третьем временном интервале: $T_3 = 1.5; 2.0$ мкс.

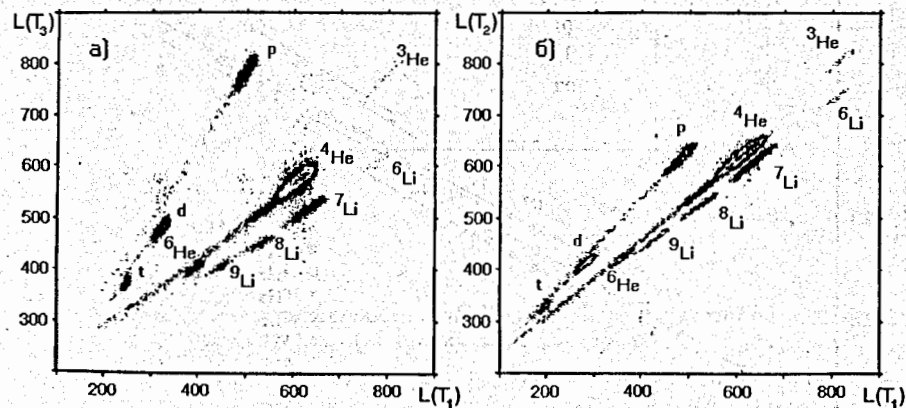


Рис.8 Идентификация частиц по форме импульса высвечивания кристалла CsI(Tl) при интегрировании фронтальной ($T_1 = 0; 0.4$ мкс) и хвостовой ($T_3 = 1.5; 2.0$ мкс) частей анодного сигнала в реакции $^{11}\text{B}(20\text{MeV/A}) + \text{Ta}$ (а); при интегрировании в интервалах T_1 и T_2 ($0; 2.0$ мкс) (б).

Таблица 1: Параметры фитирования световых выходов кристалла CsI(Tl) для изотопов H, He, Li по формуле (3), где коэффициенты a_{11}, a_{12}, a_{13} означают наклон, кривизну и pedestal изотопных кривых.

	$T_1 = 0.0; 0.4$ мкс			$T_2 = 0.0; 2.0$ мкс			$T_3 = 1.5; 2.0$ мкс		
	a_{11}	a_{12}	a_{13}	a_{21}	a_{22}	a_{23}	a_{31}	a_{32}	a_{33}
1,2,3 H	13.94	0.07	052.80	12.72	0.00	191.38	18.93	1.03	204.15
3,4,6 He	16.59	0.14	175.12	13.68	0.02	191.50	18.02	0.86	256.73
6,7,8,9 Li	23.53	0.35	287.60	14.52	0.21	348.50	17.85	0.65	294.19

световых выходов от энергии. Измерение величины световых выходов для изотопов $Z = 1 \div 3$ при энергиях $E \approx 2 \div 20$ МэВ/А проводилось на пучке вторичных частиц, образующихся в реакции $^{11}\text{B} + ^{181}\text{Ta}$ при значениях магнитной жесткости $B\rho = 1.35, 1.32, 1.21, 1.13, 0.90, 0.86, 0.81$ Тм. Интегрирование анодного сигнала осуществлялось в трех временных интервалах $T_1 = 0; 0.4$ мкс, $T_2 = 0; 2.0$ мкс и $T_3 = 1.5; 2.0$ мкс (рис.5-7) с целью детального изучения формы сигналов CsI(Tl)-детектора при регистрации изотопов водорода, гелия, лития и определения оптимального режима для идентификации частиц по форме импульса высвечивания. На рис.5-7 сплошными линиями обозначены результаты фитирования по формуле из работы [7]:

$$L(E) = a_1 \left\{ E - a_2 A Z^2 \ln \left(\frac{E + a_2 A Z^2}{a_2 A Z^2} \right) \right\} + a_3 \quad (3)$$

с коэффициентами a_1, a_2 и a_3 , приведенными в таблице 1. Было установлено, что нелинейные эффекты начинаются при энергии меньше чем 5 МэВ/А, как и в работах [7, 10, 11].

Массовая зависимость световых выходов для частиц с зарядом $Z = 1$ в первых двух интервалах T_1, T_2 составила 21% и 16% соответственно для t и p при $E_t = 30$ МэВ, в то время как в интервале T_3 разница между ними практически отсутствует ($\Delta L < 2\%$). Напротив, для частиц с зарядом два разница $\Delta L \sim 6\%$ и 10% обнаружена между ^6He , ^4He ($E_{\text{He}} = 55$ МэВ) в первом и третьем интервалах соответственно, причем абсолютная величина световых выходов расположена в возрастающей последовательности для ^3He , ^4He , ^6He в первом окне и в обратной последовательности в третьем. В интервале T_2 световых выходов ^4He , ^6He различаются не более, чем на 3%. Изотопы Li не разделяются по фронту импульса высвечивания (T_1), однако интегрирование сигнала с учетом хвостовой части (T_2) и только хвостовой части (T_3) позволяет установить разницу в световых выходах ^9Li , ^7Li , начиная с энергии 50 МэВ, которая увеличивается с ростом энергии и достигает $\sim 8\%$ при $E_{\text{Li}} = 80$ МэВ/А.

Насколько сильно меняется форма сигнала высвечивания кристалла CsI(Tl) от типа ионизирующего излучения, можно оценить, сравнивая световых выходы в зависимости от Z в приведенных интервалах интегрирования. Так, например,

только в третьем окне (рис.7) световойход уменьшается с ростом Z вследствие уменьшения вклада медленной компоненты высвечивания в суммарный сигнал. Калибровочные кривые изотопов водорода в первом и втором интервалах лежат ниже или между кривых, соответствующих частицам с $Z = 2,3$ (рис.5,6), поскольку в диапазоне T_1 определяющую роль играет быстрая компонента высвечивания, а в диапазоне T_2 проявляется также вклад медленной составляющей.

Суммируя все перечисленные закономерности, можно сделать следующие выводы:

1. Оптимальным временем интегрирования для исследования массовой зависимости в световыход частиц $Z > 1$ является диапазон от 0 мкс до $3,5 \div 4$ мкс, однако для изотопов водорода наибольший эффект наблюдается во фронтальной части сигнала;
2. Наилучшая идентификация по форме импульса высвечивания достигается, если использовать для интегрирования T_1 , T_3 интервалы (рис.8а), на что также указывалось в работе [17];
3. Несколько худшая идентификация частиц по форме импульса высвечивания получается в интервалах T_1 , T_2 , (рис.8б), однако качество можно повысить, если уменьшить длительность первого окна в 4 раза, а длительность второго наоборот увеличить на фактор 2 (рис.3б), при этом дополнительно достигается более высокое энергетическое разрешение детектора на основе $CsI(Tl)$ в T_2 ($\Delta E_{4\text{мкс}}/\Delta E_{2\text{мкс}} = 0,9$).

5. Заключение

Для широкого диапазона энергий $2 \div 77$ МэВ/А получена разрешающая способность сцинтилляционного детектора на основе $CsI(Tl)$ -кристалла с эффективной площадью 314 cm^2 и фотоумножителя типа ФЭУ-173 при регистрации вторичных частиц легких и средних масс с зарядом $Z = 1 \div 13$. Получена линейная зависимость световыхода детектора от энергии начиная с $E > 5$ МэВ/А. Показано, что при калибровке сцинтилляционного модуля необходимо учитывать не только зависимость амплитуды сигнала от Z и E , но и от массы частицы, особое внимание при этом следует уделять выбору оптимального интервала интегрирования. Указывается на возможность идентификации частиц по форме импульса высвечивания с атомным номером от $Z = 1$ до $Z = 7$ при условии, что их энергии предварительно определены. Полученное энергетическое разрешение $CsI(Tl)$ -детектора наряду с перечисленными свойствами делает данный прибор незаменимым в ряде физических задач. Так, например, он мог бы использоваться в качестве детектора полной энергии в экспериментах по изучению структуры галообразных ядер ${}^6,8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$ [18, 19].

Литература

- [1] J.B.Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon, Oxford, 1964.
- [2] J.Alarja et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A242 (1986) 352
- [3] P.Kreutz et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A260 (1987) 120
- [4] D.Drain et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A281 (1989) 528
- [5] D.W.Stracciner et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A294 (1990) 485
- [6] H.-G.Ortlepp et al., *Proc.Int.Conf.on New Nuclear Physics with Advanced Techniques*, Ierapetra, Crete, Crece, 1991
- [7] D.Horn et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A320 (1992) 273
- [8] N.Colonna et al. in press.
- [9] C.J.W.Twenhofel et al., *Nucl.Instr.and Meth.* B51 (1990) 58
- [10] E.Valtonen, J.Peltonen and J.Torsti, *Nucl.Instr.and Meth.* A286 (1990) 169
- [11] G.Viesti et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A252 (1986) 75
- [12] А.С.Фомичев и др., Препринт ОИЯИ, Р15-92-50 Дубна (1992)
- [13] H.-G.Ortlepp et al., to be published in *Nucl.Instr.and Meth.*
- [14] С.М.Лукьянов и др., Препринт ОИЯИ, Р7-91-224 Дубна (1991)
- [15] R.Anne et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A257 (1987) 215
- [16] A.C.Mueller, R.Anne, *Nucl.Instr.and Meth.* B56-57 (1991) 559
- [17] F.Benraich et al., *Nucl.Instr.and Meth.* A281 (1989) 137
- [18] M.Lewitowicz et al. Preprint GANIL, P-92-20 (1992)
- [19] N.A.Orr et al., in press//PACS N:25.70.Np.2f.20+n//

Рукопись поступила в издательский отдел

6 апреля 1993 года.