

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.06+539.1.075

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ПУЧКА  
УСКОРИТЕЛЯ-ТАНДЕМА С ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ  
С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНЫХ  $\gamma$ -КВАНТОВ

© 2017 г. А. В. Бурдаков, А. Г. Башкирцев, А. С. Кузнецов\*, В. И. Алейник,  
В. Т. Астрелин, И. В. Овтин, Ю. С. Суляев

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

\*e-mail: A.S.Kuznetsov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 15.09.2016 г.

Проведены эксперименты по регистрации  $\gamma$ -квантов, генерируемых в реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  на новосибирском ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Благодаря усовершенствованной схеме регистрации удалось измерить разброс энергии протонов в пучке и разработать способ долговременной стабилизации медленного дрейфа энергии пучка. Измеренная величина энергетического разброса  $1.2 \pm 0.15$  кэВ составляет всего 0.07% от полной энергии пучка, что делает разработанный в ИЯФ СО РАН ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией привлекательным инструментом для различных исследовательских и прикладных задач.

DOI: 10.7868/S0032816217040024

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В ИЯФ СО РАН построен уникальный ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией электродов, предназначенный для генерации протонного пучка с током  $\sim 10$  мА и энергией 2.5 МэВ. Ускоритель разрабатывался как основа компактного источника эпитепловых нейтронов на основе  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ -реакции для проведения бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей в условиях клиники [1]. Одним из необходимых свойств построенного ускорителя является высокая энергетическая стабильность генерируемого пучка ( $dE/E < 0.1\%$ ), востребованная как для проведения терапии, так и для альтернативных приложений: в исследованиях по обнаружению взрывчатых веществ при помощи гамма-резонансного поглощения [2], в исследованиях параметров реакции безнейтронного термоядерного синтеза  $^{11}\text{B}(p, \alpha)\alpha$  или в метрологических применениях ускорительного источника нейтронов, например для калибровки детектора темной материи [3].

Серия экспериментов по регистрации резонансных  $\gamma$ -квантов, генерируемых на графитовых мишенях под действием мощного протонного пучка, позволила изучить энергетическую стабильность ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Для выполнения этих исследований была создана усовершенствованная система регистрации излучения, генерируемого в реакции

$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ . Получены экспериментальные данные об энергетической стабильности протонного пучка, подтвержден малый разброс энергий частиц в пучке. Обнаружен медленный дрейф энергии пучка в ходе продолжительной работы ускорителя. Для устранения этого дрейфа создана и испытана система долговременной стабилизации энергии протонного пучка.

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Генерация монохроматических резонансных  $\gamma$ -квантов осуществляется в реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ . Данная реакция является одной из реакций Солнечного термоядерного цикла и используется, в частности, для энергетической калибровки ускорителей. Гамма-кванты с энергией 9.17 МэВ генерируются при резонансной энергии протонов  $1746.6 \pm 0.9$  кэВ, при этом ширина резонансного уровня ядра  $^{14}\text{N}$  составляет всего 128 эВ [4, 5].

Благодаря малой ширине резонанса захвата протонов крутизна регистрируемой кривой возбуждения этой спектральной линии будет определяться разбросом энергии протонов в пучке, что позволяет изучать энергетические характеристики пучка с высокой точностью.

Гамма-кванты с энергией 9.17 МэВ могут поглощаться резонансным образом на ядрах азота, что составляет основу гамма-резонансного метода обнаружения азотосодержащих (взрывчатых и

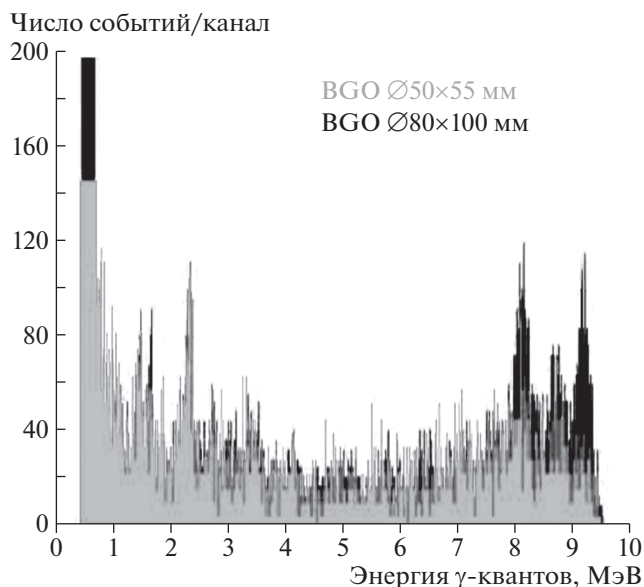


Рис. 1. Сравнение разрешающей способности детекторов со сцинтилляторами BGO различного размера.

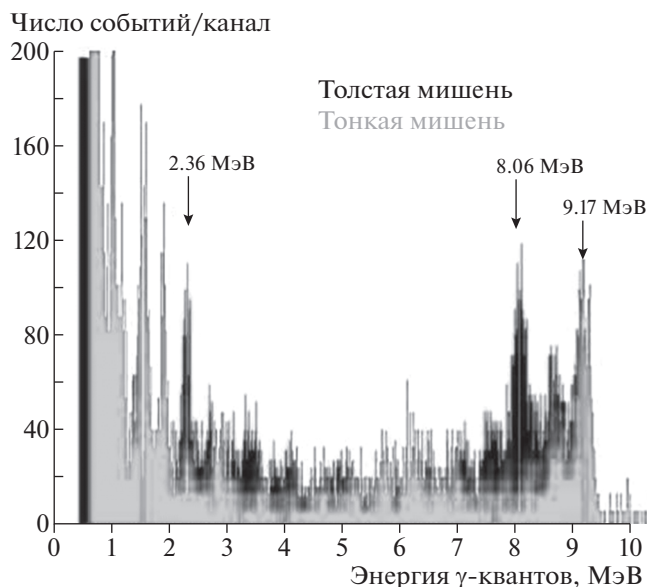


Рис. 2. Сравнение спектров излучения, генерируемого при помощи толстой и тонкой графитовых мишеней.

наркотических) веществ [6]. Особенность их генерации на ядрах углерода состоит в том, что испускание  $\gamma$ -квантов происходит движущимися в результате протонной отдачи ядрами, что вследствие доплеровского эффекта приводит к зависимости энергии  $\gamma$ -кванта от угла вылета. Таким образом, резонансные  $\gamma$ -кванты оказываются направленными в узкий конус с углом при вершине  $80.66^\circ$  относительно направления движения протонного пучка. На ширину этого конуса и на монохроматичность потока генерируемых  $\gamma$ -квантов влияет разброс энергии протонного пучка, что заставляет предъявлять высокие требования на стабильность энергии протонов при практическом использовании резонансных  $\gamma$ -квантов.

Для проведения экспериментов использовались специально разработанные толстая и тонкая (квизитонкая) графитовые мишени, обогащенные изотопом  $^{13}\text{C}$  [7]. При этом анализировалась интенсивность спектральной линии с энергией 9.17 МэВ. Для регистрации  $\gamma$ -квантов использовался стенд, описанный в [8]. В первых экспериментах, проведенных на этом стенде, не удалось добиться хорошей разрешающей способности при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $>8$  МэВ. Для текущей серии экспериментов собрана система регистрации на основе сцинтилляционного детектора с кристаллом ортогерманата висмута (BGO) большего размера:  $\text{Ø}80 \times 100$  мм вместо  $\text{Ø}50 \times 55$  мм. Это позволило эффективно различать основные спектральные линии в высокоэнергетической области спектра [9].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

#### 3.1. Разрешающая способность детекторов и спектры, генерируемые при помощи толстой и тонкой мишеней

Благодаря использованию сцинтилляционного кристалла большего размера удалось значительно повысить разрешающую способность детектора при регистрации высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов. На рис. 1 приведено сравнение спектров, регистрируемых детекторами с “маленьким” и “большим” кристаллами BGO, генерируемых на толстой графитовой мишени. Сравнение спектров, генерируемых при помощи толстой и тонкой графитовых мишеней, показано на рис. 2. Предполагается, что тонкая мишень позволяет осуществлять генерацию только одной, требуемой спектральной линии, однако эксперимент показывает, что полностью избавиться от паразитных линий в спектре не удастся, поскольку присутствие  $^{12}\text{C}$  в составе мишени, а также материал тугоплавкой подложки (тантал) вносят свой вклад в генерацию  $\gamma$ -излучения.

Отчетливое выделение в спектре линий с энергиями 8.06 и 9.17 МэВ делает возможным нормировать интенсивность резонансной спектральной линии по нерезонансной при проведении экспериментов по гамма-резонансному поглощению [2], поскольку интенсивности обеих линий при неизменной энергии пучка протонов одинаково зависят от тока пучка, но характер их поглощения отличается при наличии ядер азота в составе поглощающего вещества. Использование такой нормировки значительно упрощает проведение

измерений и перспективно для практического применения при обнаружении азотосодержащих веществ.

### 3.2. Кривые возбуждения

При плавном изменении ускорительного напряжения возможно измерить кривые возбуждения резонансной спектральной линии для толстой и тонкой мишеней. При превышении резонансной энергии протонов в случае использования толстой мишени выход  $\gamma$ -квантов с энергией 9.17 МэВ должен вырасти до максимального, затем оставаться на одном уровне при дальнейшем росте энергии. В случае тонкой мишени выход  $\gamma$ -квантов аналогичным образом возрастает до максимального, но снова падает, когда энергия протонов превышает резонансную энергию на величину ионизационных потерь в тонкой мишени. Результаты измерений кривых возбуждения представлены на рис. 3. Определенный по наклону кривых возбуждения разброс энергии протонов в пучке равен  $1.2 \pm 0.15$  кэВ, что составляет 0.07% от полной энергии пучка. Такая высокая энергетическая монохроматичность удовлетворяет требованиям, предъявляемым к пучку как в задаче генерации нейтронов в припороговом режиме реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  [10], так и в задаче генерации резонансных  $\gamma$ -квантов для системы обнаружения азотосодержащих веществ [11].

Измеренная ширина кривой возбуждения тонкой мишени составляет  $19 \pm 1$  кэВ и определяется ионизационными потерями протонов в графитовом слое мишени. Обратный наклон кривой возбуждения обусловлен одновременным существованием изначального энергетического разброса протонов в пучке и разброса ионизационных потерь, величину которых таким образом можно определить — она составляет 2.6 кэВ. Расчетная величина ионизационных потерь энергии протонов в графитовой мишени толщиной 0.53 мкм и разброс ионизационных потерь, найденные аналитически при помощи программы GEANT-4, составляют 19.1 кэВ и 2.8 кэВ соответственно, что демонстрирует хорошее соответствие с данными, полученными в эксперименте.

Полученная в тех же расчетах величина углового разброса протонов на выходе тонкой мишени составляет 3.51 мрад. С учетом того, что естественная ширина резонансного конуса излучения составляет 3.1 мрад, можно сделать вывод о том, что рассеяние протонов в мишени способно значительно увеличить ширину резонансного конуса излучения и тем самым существенно снизить контрастность измерений при регистрации резонансных  $\gamma$ -квантов. Таким образом, превышение энергии пучка над резонансным значением даже на 5 кэВ внесет заметный вклад в ширину резонансного конуса излучения. Для практического

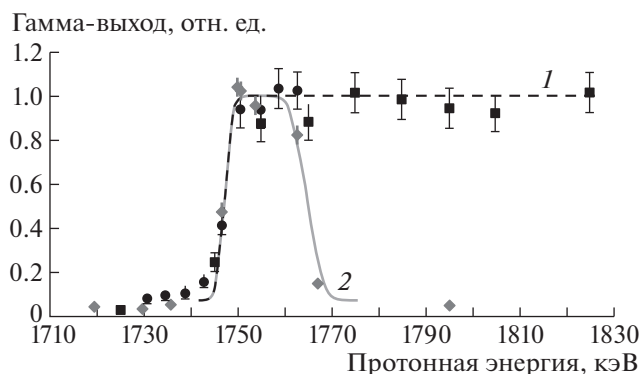


Рис. 3. Измерение кривой возбуждения для толстой (1) и тонкой (2) мишеней.

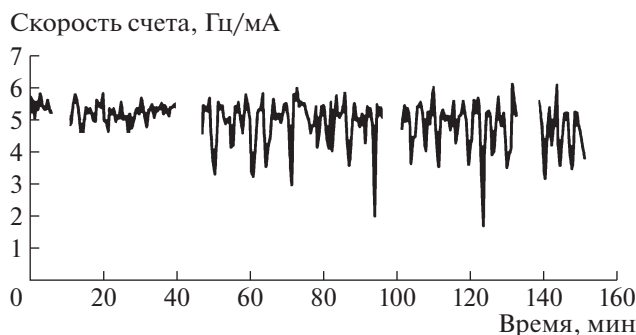
использования метода гамма-резонансного обнаружения азотосодержащих веществ желательно использовать протонный пучок с энергией, максимально близкой к порогу реакции, и таким образом обеспечить максимальную монохроматичность потока резонансных  $\gamma$ -квантов.

Повторная регистрация кривых возбуждения в различные моменты времени показывает медленный дрейф ускорительного напряжения. В частности, за 2 ч энергия протонов может измениться на 20 кэВ. Это следует учитывать при применении ускорителя в приложениях, требующих высокой долговременной стабильности энергии пучка.

### 3.3. Долговременная стабилизация энергии пучка

Высокая мгновенная стабильность энергии протонного пучка позволяет осуществлять генерацию излучения при энергии пучка, лишь немного превышающей пороговую. Для долговременной стабилизации энергии протонного пучка возможно использование дополнительного детектора, регистрирующего интенсивность спектральной линии с энергией 9.17 МэВ. Детектор должен быть установлен на минимальном расстоянии от графитовой мишени для обеспечения максимальной скорости счета. В этом случае кратковременное измерение длительностью 1 с позволит зарегистрировать количество событий, достаточное для определения интенсивности спектральной линии с точностью до 1–2%, и внести коррективы в ускорительное напряжение в случае отклонения измеренной интенсивности от заданной величины.

Для апробации такого способа стабилизации энергии был использован детектор с маленьким кристаллом ВГО  $\varnothing 50 \times 55$  мм, установленный на расстоянии 30 см от графитовой мишени. В качестве точки для стабилизации было выбрано напряжение, соответствующее интенсивности ре-



**Рис. 4.** Скорость счета  $\gamma$ -квантов в результате автоматической корректировки ускорительного напряжения в течение 2.5 ч работы.

зонансной линии на уровне 80% от максимальной. Резонансная спектральная линия выделялась автоматически при помощи алгоритма нелинейной аппроксимации Левенберга—Макрвардта, и ее интенсивность нормировалась на ток протонного пучка. При отклонении нормированной скорости счета более чем на 0.5 Гц/мкА от среднего значения принималось автоматическое решение на изменение ускорительного напряжения на 1 кВ в требуемую сторону. На рис. 4 представлена скорость счета резонансных  $\gamma$ -квантов в течение эксперимента длительностью 2.5 ч. За время этого эксперимента дрейф кривой возбуждения превысил 3 кВ. Разрывы в графике соответствуют повторным измерениям кривой возбуждения для проверки существующего дрейфа энергии пучка.

Использование этого способа стабилизации энергии возможно и при генерации нейтронов вблизи порога реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . Благодаря тому, что выход нейтронов быстро растет вблизи порога реакции, а также растет и интенсивность сопутствующих  $\gamma$ -квантов с энергией 478 кэВ, возможна стабилизация энергии с помощью детектора нейтронов или  $\gamma$ -квантов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана система регистрации излучения на основе сцинтилляционного детектора, обладающая достаточным энергетическим разрешением для регистрации высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, генерируемых в реакции  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ . Проведены эксперименты по регистрации  $\gamma$ -квантов, генерируемых на графитовых мишенях под действием мощного протонного пучка. Измерены кривые возбуждения спектральной линии 9.17 МэВ при генерации  $\gamma$ -квантов на толстой и тонкой графитовых мишенях. В ходе экспериментов изучена энергетическая стабильность пучка, генерируемого в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Измеренная величина разброса энергии протонов в пучке составила 0.07%.

Столь малое значение делает построенный в ИЯФ СО РАН ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией привлекательным инструментом для различных исследовательских и прикладных задач. В частности, такой малый разброс энергии позволяет генерировать нейтронный поток вблизи энергетического порога реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ , обладающий максимально благоприятным спектром для осуществления бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей, а также генерировать поток резонансного излучения в реакции  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$  с высокой монохроматичностью для систем обнаружения взрывчатых азотосодержащих веществ. Для исключения медленного энергетического дрейфа предложена система долговременной стабилизации энергии протонного пучка, основанная на отслеживании интенсивности излучения, изменяющейся по мере отстройки от энергии резонанса используемой реакции. Экспериментальная апробация системы осуществлялась с помощью  $\gamma$ -квантов, генерируемых в реакции  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ . В дальнейшем данная система может быть адаптирована для использования с другими пороговыми реакциями, в частности с реакцией  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ .

Результаты данной работы могут быть использованы для дальнейшего изучения свойств ядерных реакций, приводящих к генерации высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов и процессов их резонансного поглощения: в частности, для более детального измерения сечений и факторов ветвления в реакции  ${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$ , а также для исследований резонансного поглощения  $\gamma$ -излучения на ядрах азота.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-32-00006) при поддержке Института ядерной физики СО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bayanov B.F., Belov V.P., Bender E.D., Bokhovko M.V., Dimov G.I., Kononov V.N., Kononov O.E., Kukshanov N.K., Palchikov V.E., Pivovarov V.A., Salimov R.A., Silvestrov G.I., Skrinisky A.N., Taskaev S.Yu. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1998. V. A413. № 2–3. P. 397
2. Kuznetsov A.S., Belchenko Yu.I., Burdakov A.V., Davydenko V.I., Donin A.S., Ivanov A.A., Konstantinov S.G., Krivenko A.S., Kudryavtsev A.M., Mekler K.I., Sanin A.L., Sorokin I.N., Sulyaev Yu.S., Taskaev S.Yu., Shirokov V.V., Eidelman Yu.I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2009. V. A606. P. 238.
3. Макаров А.Н., Таскаев С.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. Вып. 12. С. 769.
4. Biesiot W., Smith P.B. // Phys. Rev. 1981. V. C24. P. 2443.

5. *Vartsky D., Goldberg M.B., Engler G., Goldschmidt A., Breskin A., Morgado R.E., Hollas C., Ussery L., Berman B.L., Moss C.* // Nucl. Phys. 1989. V. A505. P. 328.
6. *Kwan T.J.T., Morgado R.E., Wang T.-S.F., Vodolaga B., Terekhin V., Onischenko L.M., Vorozhtsov S.B., Samsonov E.V., Vorozhtsov A.S., Alenitsky Yu.G., Perpelkin E.E., Glazov A.A., Novikov D.L., Parkhomchuk V., Reva V. et al.* // NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. 2008. P. 97.
7. *Бурдаков А.В., Кузнецов А.С., Баянов Б.Ф., Астрелин В.Т., Меклер К.И., Суляев Ю.С.* // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 69.
8. *Кузнецов А.С., Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Донин А.С., Иванов А.А., Константинов С.Г., Кривенко А.С., Кудрявцев А.М., Меклер К.И., Санин А.Л., Сорокин И.Н., Суляев Ю.С., Широков В.В., Эйдельман Ю.И.* // ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования. 2008. Т. 49. № 3. С. 187.
9. *Zeps V.J., Adelberger E.G., Garcia A., Gossett C.A., Swanson H.E., Haeblerli W., Quin P.A., Sromicki J.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. № 3. P. 1494.
10. *Kandiev Ya., Kashaeva E., Malyshkin G., Bayanov B., Taskaev S.* // Appl. Radiation and Isotopes. 2011. V. 69. P. 1632.
11. *Morgado R.E., Cappiello C.C., Dugan M.P., Goulding C.A., Gardner S.D., Hollas C.L., Berman B.L., Hamm R., Crandall K.R., Potter J.M., Krauss R.A.* // Proc. SPIE. Innsbruck, Austria, October. 1993. V. 2092. P. 503.