

# Modulación del flujo de rayos cósmicos por actividad solar

Nicolás Romero

*Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación, Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche.*

29 de junio de 2012

## Resumen

El impacto de la actividad solar sobre la heliósfera tiene una fuerte influencia en la modulación del flujo de rayos cósmicos de baja energía que llegan a la Tierra. Este trabajo describe el método que se utiliza para medir dichas modulaciones y se explica en detalle el funcionamiento de la electrónica involucrada, la cual se compone substancialmente de detectores Cherenkov. También se explica la forma en que se corrigen los valores de los flujos debido a las diferentes variables atmosféricas y, por último, se estudian posibles descensos de los flujos ocurridos aproximadamente los días 1 de Febrero y 10 de Marzo de 2012, comparando las mediciones adquiridas con detectores propios con los datos adquiridos por monitores de neutrones en Roma.

## 1. Introducción

El transporte de rayos cósmicos galácticos en la heliósfera<sup>1</sup> es uno de los tópicos de mayor interés en la física espacial, dada su estrecha relación con los niveles de radiación en el espacio interplanetario del sistema solar, cuyo estudio se enmarca dentro de lo que se conoce como climatología espacial.

Dicho transporte es modulado por distintos mecanismos físicos, a su vez estos pueden dividirse en procesos de gran escala: relacionados con el campo magnético heliosférico, fenómenos transitorios: los generados por la eyección de materia solar, o respecto a su duración, que van desde varios ciclos solares, como los procesos relacionados con la dinámica del dínamo solar<sup>2</sup>, hasta de algunas horas, como los producidos por transitorios en la actividad a pequeña escala que se propagan junto con el viento solar cercano a la Tierra.

El estudio de las variaciones del flujo de rayos cósmicos suministra información sobre dicho transporte en la heliósfera, tanto interior como exterior, así como las partículas que ingresan al sistema solar provenientes del medio interestelar. A principios de la década de 1950 se desarrollaron los primeros *monitores de neutrones*, los cuales posibilitaron dicho estudio, logrando medir los flujos de rayos cósmicos con energías mayores que 1 GeV, al detectar neutrones secundarios con energías mayores que 10 MeV.

La variabilidad temporal en el flujo de los rayos cósmicos, registrado en forma sistemática casi desde el desarrollo de los monitores de neutrones, ha permitido entender diferentes mecanismos de la modulación, como por ejemplo, una marcada anticorrelación entre el flujo de rayos cósmicos y el número de manchas solares, o la

modulación con período de 27 días asociado al impacto de la rotación del Sol, y aún modulaciones en períodos de varios días hasta varias horas.

### 1.1. Eventos Forbush

Observados por primera vez en 1937 por S. Forbush usando cámaras de ionización, motivo por el cual se los conoce como *eventos Forbush*. Comienzan por una disminución significativa en el flujo de rayos cósmicos en períodos de algunas horas, seguidas por una recuperación exponencial del mismo en períodos de una o dos semanas. Se los observa en asociación con la llegada al entorno terrestre de frentes de choque generados por grandes estructuras transitorias originadas en el sol y que se propagan por el medio interplanetario con velocidades de entre 500 y 2500  $kms^{-1}$ . Estas estructuras, denominadas *Eyecciones de masa coronal interplanetarias* tienen propiedades específicas que las diferencian del viento solar estacionario, como por ejemplo, un campo magnético medio más alto y una propagación en la dirección radial muy diferente a la del viento solar, dominado por las espirales de Parker. En algunos casos se han observado eventos forbush producidos por eyecciones de masa coronal pero sin la correspondiente onda de choque interplanetaria usualmente asociada. Aún no ha podido caracterizarse este tipo de situaciones. A pesar de que a la fecha se conocen relativamente bien algunas propiedades básicas de los eventos forbush, hay otras que aún no han sido entendidas en profundidad, como por ejemplo, los tiempos de recuperación luego de la ocurrencia del evento forbush [1].

## 2. Método experimental

El dispositivo experimental constaba de un detector *Cherenkov*, el cual, a grandes rasgos, se compone de

<sup>1</sup>Región espacial que se encuentra bajo la influencia del viento solar y su campo magnético.

<sup>2</sup>Proceso que produce cambios en el campo magnético interno del sol.

un tanque de agua, un fotomultiplicador (PMT) y una base encargada de generar alta tensión. A continuación se da una descripción precisa de los instrumentos antes mencionados y la forma en qué se realizaban, digitalizaban y procesaban las mediciones.

## 2.1. Detección de partículas

La teoría de la relatividad indica que ninguna partícula puede viajar con velocidad mayor que la luz en el vacío. Sin embargo, la luz viaja a velocidades menores en ambientes dieléctricos, como por ejemplo: **el agua**. Una partícula de masa  $m$  debe tener una velocidad menor que la velocidad de la luz en el vacío, no obstante es posible que ésta pueda moverse más rápido que la velocidad de fase de la luz en algún medio. Si esto ocurre y la partícula está **cargada**, se emitirá radiación electromagnética. Este fenómeno conocido como *Efecto Cherenkov* justifica que la detección de partículas de altas energías pueda llevarse a cabo mediante el dispositivo que se muestra en la fig. 1:

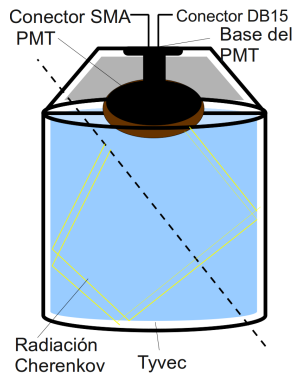


Figura 1: Esquema del dispositivo de detección de partículas.

La condición para que éste frente de fotones sea observable es que debe estar en fase con los fotones emitidos por el paso de la partícula [2], es decir, el tiempo que tarda un fotón emitido en recorrer una distancia  $r$  es el mismo tiempo que debe gastar la partícula en recorrer cierta distancia  $s$ , fig 2:

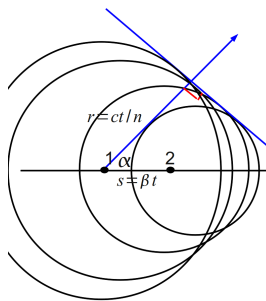


Figura 2: Esquema de la emisión de la radiación Cherenkov.

Ésta condición se expresa en función del ángulo  $\alpha$  de emisión, de la siguiente forma:

$$\cos\alpha = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (1)$$

Donde  $\epsilon(\omega)$  es la constante dieléctrica del medio,  $\omega$  es la frecuencia de oscilación de las moléculas del medio y  $\beta$  la velocidad de la partícula. De esta última expresión tenemos que existen dos límites, o condiciones, para que una partícula cargada produzca radiación Cherenkov:  $\beta_{min} = 1/\sqrt{\epsilon(\omega)}$  y  $\beta_{max} = 1$ . La dependencia de  $\epsilon$  con  $\omega$  restringe la radiación Cherenkov emitida a un ancho de banda, fig. 3, debido a los parámetros físicos como frecuencias de resonancias y absorción del medio.

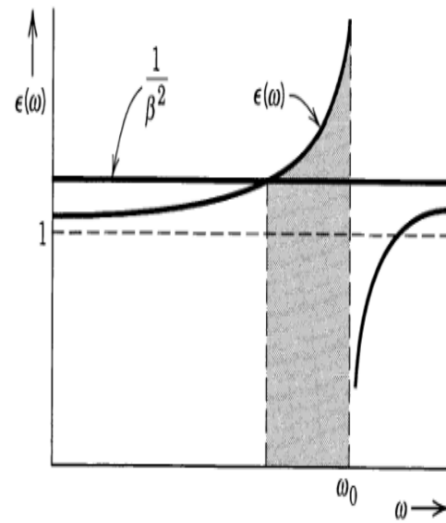


Figura 3: Permicividad eléctrica  $\epsilon$  como función de  $\omega$ . La condición  $\beta_{min} = 1/\sqrt{\epsilon(\omega)}$  produce un ancho de banda para la radiación Cherenkov.

Una partícula cargada que cumple las condiciones enunciadas anteriormente y que atraviesa el tanque provocará *radiación Cherenkov*, ésta radiación se refleja en las paredes del tanque adquiriendo una cierta probabilidad de alcanzar la pantalla del PMT (de  $\approx 9''$ ), a fin de aumentar dicha probabilidad el interior del tanque es forrado con un material con elevado coeficiente de reflectividad y capaz de dispersar la radiación que lo incide. Finalmente, a partir de los fotones producidos por Cherenkov en el agua el PMT genera una fotocorriente de la cual se puede inferir la energía depositada en el tanque por la partícula que lo penetró.

El PMT se compone esencialmente de un arreglo de electrodos denominados *dínodos*, tal como se indica en la fig. 4, a su vez estos conforman un sistema de multiplicación de electrones, cuyo funcionamiento se explica a continuación:

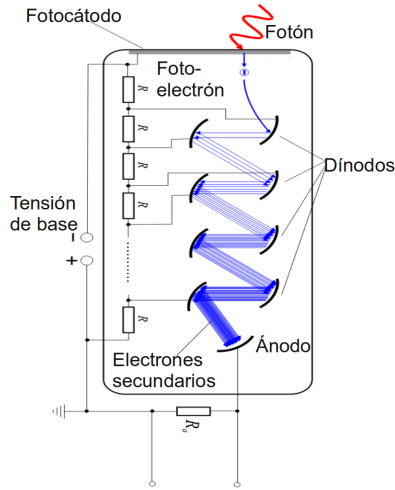


Figura 4: Esquema del interior del PMT .

Cuando un fotón con energía suficiente alcanza el fotocátodo hay una cierta probabilidad  $Q < 1$  de que produzca un fotoelectrón, ésta variable que depende del PMT se denomina **Quantum Efficiency**<sup>3</sup> [3]. En el caso en que se ocasione una corriente de fotoelectrones, estos son atraídos por el primer dínodo mediante una diferencia de potencial, provocando así una colisión contra el mismo. En la colisión del electrón contra el dínodo existe la posibilidad de arrancar una fracción  $\delta > 1$  de electrones, tal como indica la fig. 4. Nuevamente, los electrones arrancados son dirigidos hacia el subsiguiente dínodo provocando la colisión contra éste, el cual siempre se encuentra a un potencial mayor que el anterior, generando así una corriente de *electrones secundarios*. Lógicamente, con  $N$  dínodos se logran  $\approx N^\delta$  electrones; los valores usuales son  $\approx 10^6 - 10^7$  electrones.

## 2.2. Electrónica de LAGO

Las mediciones se llevaron a cabo por medio de dos detectores: *boyita* y *nahuelito*, ambos ubicados en el predio del CAB. Tanto *boyita* como *nahuelito* poseen fototubos Photonis XP1802 (9") rescatados del arreglo de ingeniería del observatorio Pierre Auger.

Como se mencionó en la sección anterior el PMT convierte la radiación Cherenkov producida por el ingreso de partículas en el tanque a pulsos eléctricos. En la fig. 5 esquematiza la manera en que se adquirirían dichos pulsos a la PC.

En la electrónica de adquisición son significativas las placas: Base, Digitalizadora y NEXYS-2. A continuación se da una descripción detallada de cada una y la manera en que se interconectaban.

La placa **Base**, en la cual se monta el PMT, se encarga generar la alta tensión<sup>4</sup> para conseguir la

<sup>3</sup> $Q = \# \text{ fotoelectrones} / \# \text{ fotones incidentes} \approx 25\%$

<sup>4</sup>mediante una fuente EMCO C20 y cuya salida va hasta

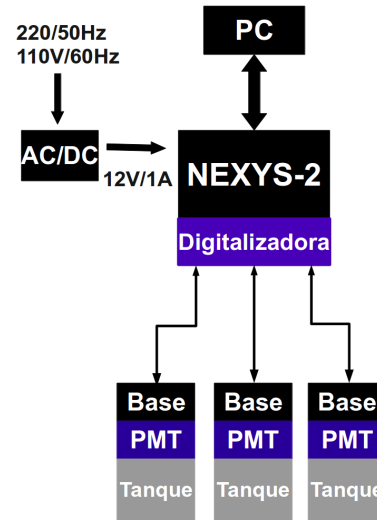


Figura 5: Diagrama de la electrónica de adquisición. La alimentación general del sistema se obtiene conectando a la NEXYS-2 una fuente externa de 12V de más de 1A.

correcta polarización del PMT. Tal como indica la fig. 6 en la misma son importantes tres conectores: el conector **SMA** donde salen los pulsos del ánodo del PMT, el conector **DB15** donde se suministran las tensiones de alimentación y de control de la tensión de alta y el conector circular donde se conecta el PMT.

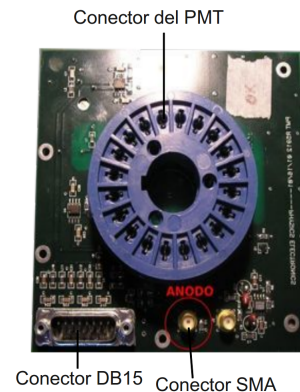


Figura 6: Placa base en la que se monta el PMT. A través del conector **DB15** se proveen las tensiones de alimentación y de control de la tensión de alta. En rojo se indica el conector **SMA** que son los pulsos de salida del PMT

Los pulsos provenientes de las bases llegan a la placa **Digitalizadora** a través de los conectores J1, J2 y J3, indicados en la fig.7.

La placa puede digitalizar simultáneamente hasta tres canales de pulsos, tal como sugiere la fig. 5. La digitalización de la señal se realiza por medio de un circuito comparador que cada 25 ns compara el voltaje

2000V, además es auto-regulada y se controla por un potencial de control de 0-2.5 V.

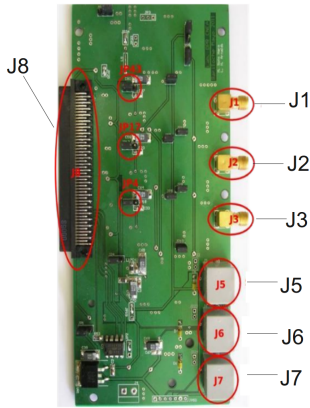


Figura 7: Placa Digitalizadora. Los conectores J1, J2 y J3 se conectan a los pulsos del ánodo que vienen de las bases. Los conectores J5, J6 y J7, proveen las tensiones de alimentación de las bases, se deben conectar en el conector DB15 de la base. El conector J8 conecta esta placa con la NEXYS-2.

de la señal proveniente de las bases con un voltaje de referencia ( $\approx 2V$ ), asignándole un valor entre 0 y 1023 dependiendo de su valor de tensión, por este motivo, la digitalización se realiza con 10 bits ( $2^{10} = 1024$ ) a 40 Msps (Msps = Millones de muestras por segundo, 40 Msps = 25 ns).

En la fig. 8 (a) se muestra un esquema de un pulso característico que llega a la placa digitalizadora y, en (b), la manera en que ésta lo *digitaliza* y envía a la placa NEXYS-2 mediante el conector J8. El pulso es discretizado, amplificado e invertido en su polaridad.

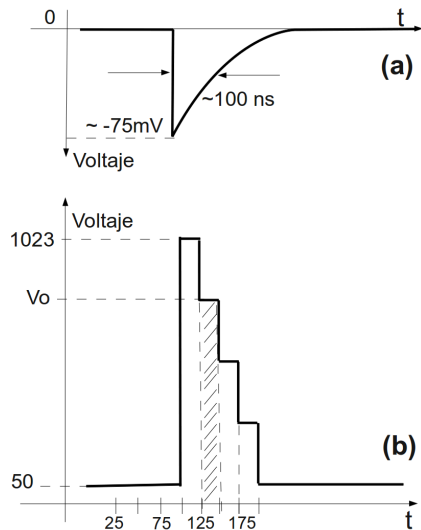


Figura 8: Esquema de un pulso eléctrico provocado por el PMT. En (a) el pulso limpio, tal como viene de la base, y en (b) luego de pasar por la placa digitalizadora, ésta amplifica su voltaje e invierte su polaridad. El área sombreada puede calcularse haciendo  $25 \text{ ns} * V_0$ .

A diferencia de un microprocesador que se tendría que diseñar desde cero y una vez impreso no se podrían

cambiar sus funcionalidades con facilidad, la placa NEXYS-2, fig. 9:

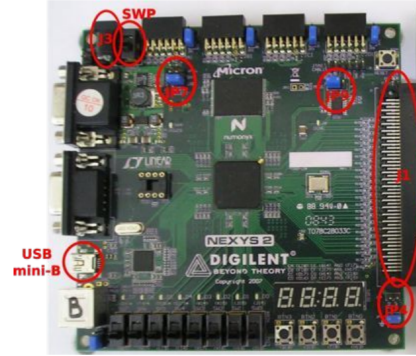


Figura 9: Placa NEXYS-2. En rojo destacan conectores relevantes.

es un chip reprogramable por software a un costo muy bajo. La misma es un kit de desarrollo de **FPGA**<sup>5</sup> de la empresa Digilent [4] y se implementaba para tratar los pulsos ya digitalizados, ésta se conectaba a la digitalizadora mediante el conector J1.

El **FPGA** posee bloques lógicos e interconexiones que permiten ser programados para desempeñar funciones lógicas. Como se mencionó antes la placa digitalizadora provee simultáneamente hasta tres canales de pulsos a la NEXYS-2, a su vez, ésta es específicamente programada para verificar si los pulsos provistos superan un determinado nivel de pico, realizando así el criterio de adquisición de datos.

Durante las mediciones se registraron la presión y temperatura mediante un sensor HP03S de Hope RF montado a una placa que sirve de interfaz con la NEXYS-2. Por otra parte, el tiempo era adquirido por un módulo receptor GPS, el cual también se encontraba integrado a la placa NEXYS-2.

## 2.3. Procesamiento de los datos

En esta sección se describe el tratamiento de los datos: su obtención y limpieza por variables atmosféricas.

### 2.3.1. Histogramas de Carga

Las señales utilizadas para construir los histogramas corresponden a las producidas por partículas que conforman el fondo de radiación natural, utilizando tanto el pico como el área integrada del pulso ya digitalizado por la electrónica. En la fig. 10 se muestra un histograma de carga correspondiente al 16 de Febrero del 2012 entre las 03:00:00 y 04:00:00.

El valor de la *Carga integrada* se obtiene a partir del pulso ya digitalizado por la electrónica. La

<sup>5</sup>Field-programmable gate array

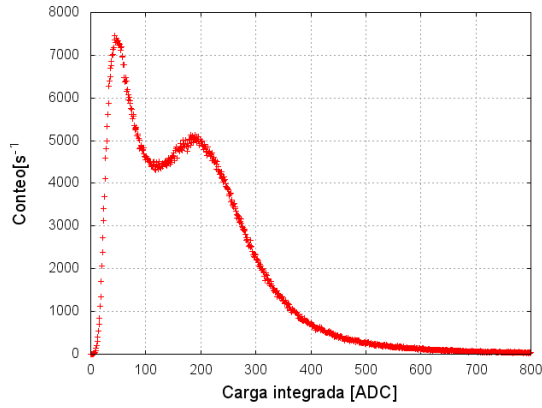


Figura 10: Histograma de carga del fototubo. El mismo corresponde al 16 de Febrero del 2012 entre las 03:00:00 y 04:00:00.

discretización temporal es a  $25 \text{ ns}$ , es decir que para obtener el valor del área asociada a un determinado nivel de voltaje y a un determinado tiempo basta con hacer  $25 \text{ ns} * V(t)$ , tal como indica la fig. 8. Luego, sumando estas áreas parciales se obtiene el área del pulso digitalizado y, por lo tanto, el valor de su carga integrada en unidades de **ADC**.

Los **Histogramas de Carga** representan el número de pulsos generados por el PMT como función de la energía depositada en el tanque por la partícula que lo penetró. Ergo, la integral de carga en dichos histogramas corresponderá al número total de señales en esa hora. A partir de esta idea se generó un programa que tome histogramas de carga pero de tan **sólo un minuto** y los integre, obteniéndose así el número de señales en ese minuto. Ajustando convenientemente los límites de dicha integración es posible entonces recuperar el número total de partículas que ingresaron al detector en ese último minuto. Éste valor dividido por el área del tanque y por sesenta segundos representa el flujo de partículas o *scalers*.

Con la finalidad de eliminar pulsos indeseados, ya sea por la mala aislación del tanque (provocando así el ingreso de fotones en el PMT), o porque se desee investigar partículas cuyo valor de energía depositada exceda un determinado valor de carga, en los *programas de análisis* de pulsos se puede manipular una variable denominada *trigger*. Ésta variable no sólo se puede fijar con la electrónica (programando convenientemente NEXYS-2) sino que se puede hacer a posteriori con los datos ya adquiridos, es decir, cuando se calculan las áreas de los pulsos ya digitalizados por la electrónica con el programa que realiza el procesamiento de pulsos provenientes del PMT se puede verificar si el valor de pico del pulso supera o no dicho valor de tensión y por consiguiente descarta o adquiere al mismo.

A continuación, en la fig. 11, se muestran mediciones de scalers correspondientes al 10 de Febrero del 2012.

Las mismas fueron adquiridas por *Nahuelito*, cuya

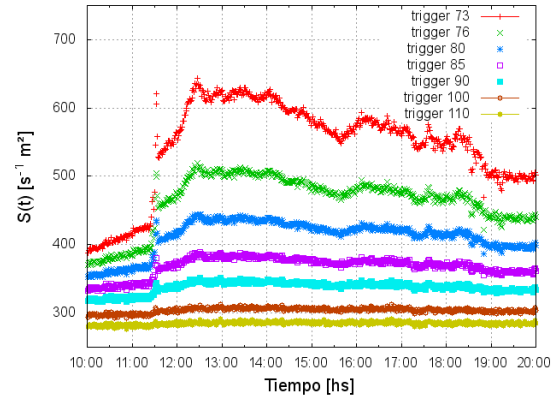


Figura 11: Tasa de scalers como función del tiempo correspondientes al 10 de Febrero del 2012 para diferentes niveles de trigger.

mala aislación permite el ingreso de fotones y, por lo tanto, se nota un mayor valor de scalers para las horas diurnas. En la misma se muestran los scalers para diferentes valores de trigger.

Naturalmente, conforme se aumenta el nivel de trigger el valor de los scalers disminuye, estos siguen una tendencia exponencial indicada por la fig. 12. En la cual, se grafica el máximo valor de scaler de cada una de las curvas para diferentes niveles de trigger normalizado por el máximo valor de scaler de la curva correspondiente con el menor nivel de trigger.

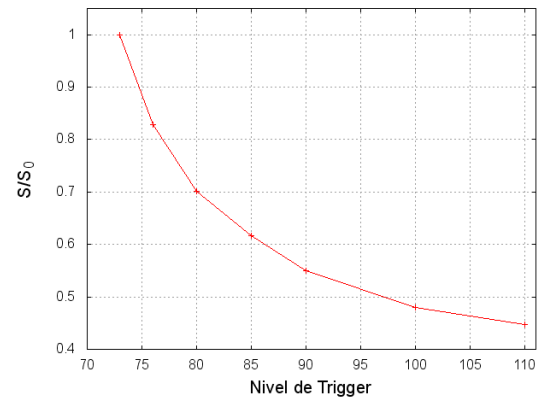


Figura 12: Scalers máximos normalizados para diferentes niveles de trigger.

### 2.3.2. Corrección por variables atmosféricas

Puesto que la presión introduce variaciones en el nivel de los scalers, es necesario para el correcto análisis de los mismos corregirlos por dicha variable. En la fig. 13 se muestra la dependencia de los scalers como función de la presión.

En este caso podrían aplicarse dos tipos de correcciones diferentes: por un lado, correcciones aditivas



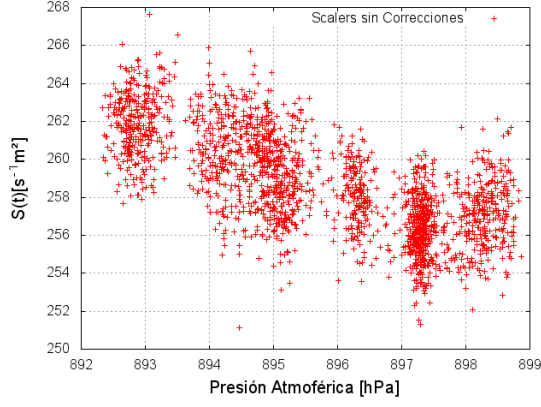


Figura 13: Valores de scalers como función de la presión.

de la forma:

$$\Delta(p) = S - S_0 = m(p - p_0) \quad (2)$$

las cuales producen términos correctivos que son independientes de la tasa de referencia  $S_0$ . Por otro lado, las correcciones multiplicativas, de la forma:

$$\eta(p) = S/S_0 = a(p/p_0) \quad (3)$$

que dependerán de la tasa de referencia considerada. Puesto que en las tasas de conteo coexisten varios factores que influyen en las mismas, y que van desde la física de lo que se está midiendo hasta la respuesta del detector, es necesario incluir correcciones de este último tipo, ya que la variación será relativa y no en un valor absoluto dependiente únicamente de la presión. Para realizar las correcciones se toman tasas de referencia  $S_0 = 258,55s^{-1}m^{-2}$  y  $p_0 = 895,68hPa$ , y se ajusta el gráfico de la fig. 14 con la siguiente función:

$$\frac{S}{S_0} = f(p) = a\left(\frac{p}{p_0}\right) + b \Rightarrow S_0 = S/f(p) \quad (4)$$

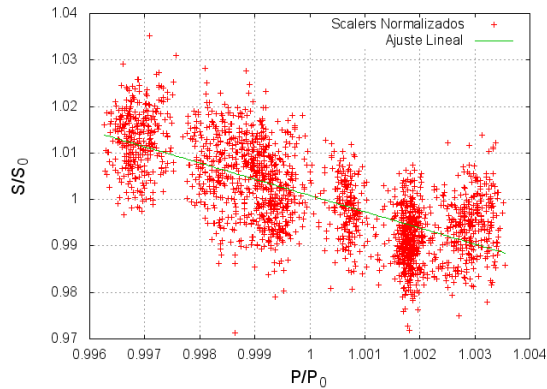


Figura 14: Valores de scalers como función de la presión normalizados por las tasas de referencias  $S_0$  y  $p_0$ , con su respectivo ajuste lineal.

los parámetros de ajuste valen:  $a = (-3,49 \pm 0,08)$  y  $b = (4,49 \pm 0,06)$ . Finalmente, si se grafica  $S(t)/f(p)$  vs.  $p$  se obtiene, por construcción, la corrección de los scalers por presión:

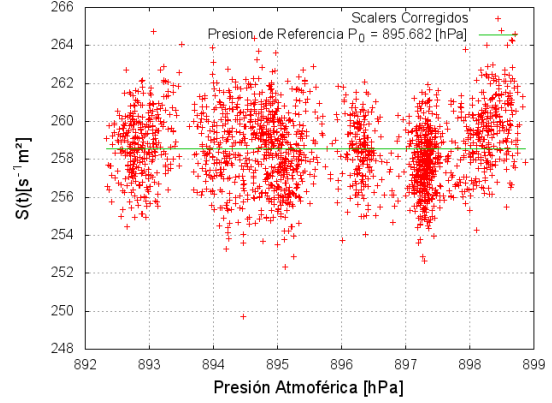


Figura 15: Valores de scalers como función de la presión corregidos por presión.

### 3. Resultados y Discusión

A continuación se muestra el monitoreo de scalers como función del tiempo realizado mediante el detector Boyita correspondientes a distintos periodos:

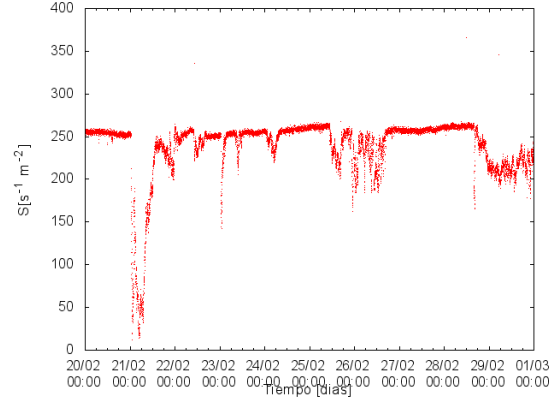


Figura 16: Monitoreo de scalers para últimos días de Febrero, realizado con el detector *Boyita*.

Cuando al mismo se le aplican las correcciones por presión mencionadas en la sección anterior, se obtiene el gráfico que se muestra en la fig. 17.

Debido a las correcciones por presión en los tramos en que *no hay descensos bruscos* en el nivel de los scalers se nota como en el gráfico de la fig. 17 hay menos fluctuaciones en dicho nivel que en el gráfico de la fig 16.

En un principio se creyó que los descensos en el nivel de scalers ocurridos en las fechas de aproximadamente 21 y 26 de Febrero eran por algún tipo de manifestación solar, hecho que se descartó, puesto que en general

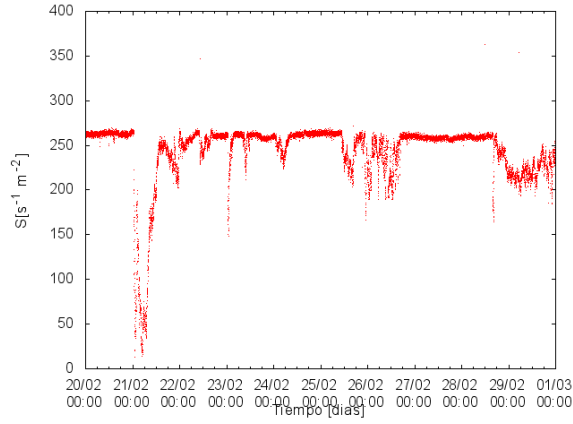


Figura 17: Monitoreo de scalers para últimos días de Febrero, corregidos por presión y realizado con el detector *Boyita*.

cuando ocurre algún descenso o *forbush* solar la recuperación hasta alcanzar el nivel de scalers promedio que se poseía antes de ocurrido éste fenómeno tarda del orden de semanas.

A continuación, se muestra el nivel de scalers monitoreados por un detector ubicado en Roma [5], fig. 18:

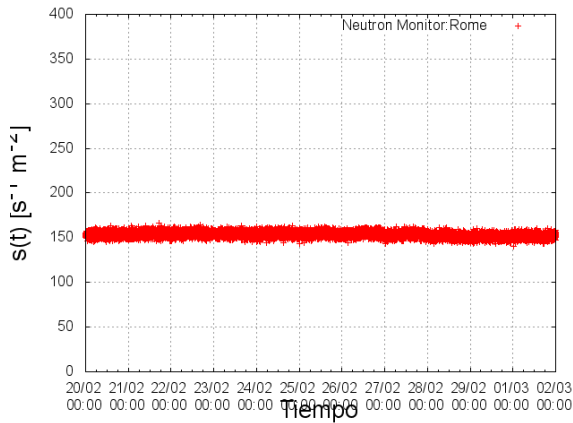


Figura 18: Monitoreo de scalers para últimos días de Febrero, correspondientes al detector en Roma.

El monitoreo del nivel de scalers del gráfico correspondiente a la fig. 18 abarca aproximadamente el mismo intervalo temporal que el de la fig. 17. En la fig. 18, se nota que dicho nivel se mantiene constante, por consiguiente, éste otro motivo sugiere que los eventos ocurridos los días 21 y 26 de Febrero se debieron a fallas en la electrónica o posibles fluctuaciones en la tensión de línea.

Descensos solares ocurridos aproximadamente el día 10 de Marzo y 1 de Febrero fueron monitoreados por detectores ubicados en Roma. A continuación, en las figs. 19 y 20, se muestra la manera en que se manifiestan dichos descensos en el nivel de los scalers.

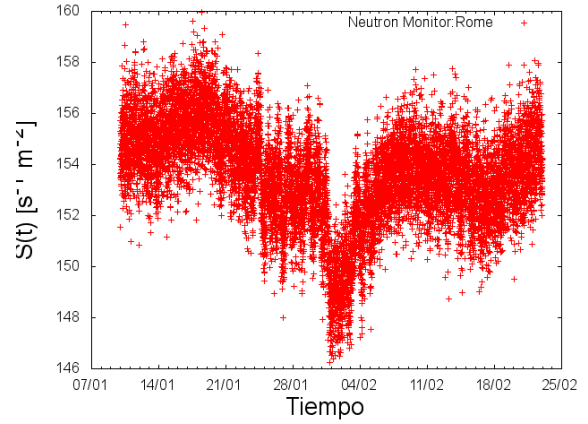


Figura 19: Forbush solar correspondiente al 1 de Febrero, corregido por presión y registrado por detectores ubicados en Roma.

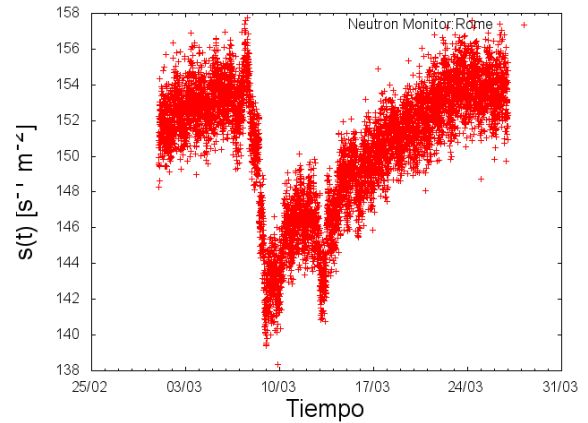


Figura 20: Forbush solar correspondiente al 10 de Marzo, corregido por presión y registrado por detectores ubicados en Roma.

Otra motivo que permite inferir que en el gráfico de la fig. 17 el descenso del nivel de scalers no se debe a un *forbush* solar es a partir de los valores mínimos que toman los mismos. Es decir, mientras que en los gráficos de las figs. 19 y 20 los valores mínimos de scalers difieren en aproximadamente un 10% de su valor promedio, el valor mínimo de scaler del gráfico de la fig. 17 difiere en aproximadamente un 80% de su valor promedio.

## 4. Conclusiones

Se analizaron los flujos de rayos cósmicos que llegan a la atmósfera para distintos periodos temporales, encontrando que aproximadamente para los días 10 de Marzo y 1 de Febrero hay descensos notables en dichos valores, se intentó dar una explicación de cuál es el origen de este fenómeno asociándolo con diversas manifestaciones provocadas por el sol y su interacción con el campo magnético terrestre. Los descensos de los flujos fueron observados mediante

el detector de neutrones cuya ubicación es Roma, debido a la imposibilidad de observarlos con los detectores de ubicados en el predio del CAB. También se estudió con detalle el funcionamiento de la electrónica del laboratorio que forma parte del proyecto LAGO, el detector Cherenkov y, particularmente, comprender correctamente del funcionamiento del fotomultiplicador para poder lograr una buena interpretación de los resultados obtenidos.

## Referencias

- [1] Hernán Asorey - *Tesis Doctoral* - Págs 50-51.
- [2] John David Jackson - *Classical Electrodynamics* - Págs. 494-496, 3 ed.
- [3] Philips Photonics (Photonis) - *Photomultiplier tubes, principles and applications* - chapter 5, 1994.
- [4] [www.digilentinc.com](http://www.digilentinc.com)
- [5] <http://www.nmdb.eu/nest/search.php>