



اثر سد پتانسیل بر توان ایستاندگی کانال‌های محوری بلور سیلیکون برای پروتون

سپیده شفیعی، محمد لامعی رشتی*

پژوهشکده‌ی فیزیک و شتاب‌گرها، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۱۱۳۶۵-۳۴۸۶، تهران - ایران

چکیده: اثر سد پتانسیل و محدوده‌ی باز کانال بر توان ایستاندگی کانال‌های محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ سیلیکون و نیم-مسافت کانال‌زنی برای پروتون مورد بررسی قرار گرفت. توان ایستاندگی و نیم-مسافت کانال‌زنی برای پروتون در این راستاها با استفاده از شبیه‌سازی طیف‌های پس‌پراکندگی رادرفورد نظیر راستاهای کانالی در بازه‌ی انرژی ۱۸۰۰ تا ۲۲۰۰ keV اندازه‌گیری شد. در شبیه‌سازی طیف‌های پس‌پراکندگی رادرفورد نظیر راستاهای کانالی، فرض شد که فرایند فرار یون‌ها از راستای بلوری رفتار نمایی دارد. نشان داده شد که با افزایش سد پتانسیل و محدوده‌ی باز کانال، توان ایستاندگی کاهش، ولی نیم-مسافت کانال‌زنی افزایش می‌یابد.

کلیدواژه‌ها: سد پتانسیل، توان ایستاندگی، کانال‌های محوری، نیم-مسافت کانال‌زنی، بلور سیلیکون

The effect of potential barrier on stopping power along axis- channel of silicon for protons

S. Shafiei, M. Lamehi-Rachti*

Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O.Box: 11365-3486, Tehran – Iran

Abstract: In this paper, the effect of the potential barrier and open area of Silicon along the crystallographic direction $\langle 100 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ on the channeling stopping power and the channeling half-distance for protons are investigated. The channeling stopping power and the channeling half-distance for protons are measured by simulation of the channeling spectra in the energy range of $E_p=1800-2200\text{keV}$. It is assumed that the dechanneling process behaves exponentially. It showed that the channeling stopping power for protons decreases when the potential barrier and open area of channel increase. Furthermore, the channeling half-distance increases by increasing the open area of the channel.

Keywords: Potential barrier, Stopping power, Axial channel, Channeling half-distance, Silicon



۱. مقدمه

آرایه‌های منظم قرار گرفته‌اند، یون در هنگام ورود به کانال، منطقه‌ی بازی را در پیش روی خود می‌بیند. در نتیجه، میزان برخورد بین یون و ابر الکترونی اتم‌های نمونه کاهش می‌یابد. از این رو، انتظار می‌رود که توان ایستاندگی کانال محوری بلور کم‌تر از حالت کاتوره‌ای باشد. رابطه‌ی میان توان ایستاندگی یک کانال محوری بلور و توان ایستاندگی کاتوره‌ای چنین نوشته می‌شود [۹]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{محوری}} = \alpha \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{کاتوره‌ای}} \quad 0 < \alpha < 1 \quad (1)$$

هم‌چنین کسر اشغال شده‌ی کانال با آرایه‌ی منظم اتمی در حالت کانال محوری، این است [۱۳]

$$\chi_{\min} = Nd\pi\rho^2 \quad (2)$$

که در آن، $\rho = \sqrt{2}u_1$ شعاع مؤثر اتم‌های سایه شده است، که می‌تواند با ریشه‌ی دوم میانگین مربعی دامنه‌ی نوسان‌های حرارتی عمود بر محور تقریب زده شود.

هنگامی که یون در راستای محور بلور وارد می‌شود، تحت اثر نیروی کولنی، که از سوی اتم‌های شبکه به آن وارد می‌شود، شروع به حرکت نوسانی در امتداد محور میانی کانال می‌کند. در واقع ذره‌ی راستا گرفته، در سد پتانسیلی که اتم‌های شبکه آن را به وجود آورده‌اند، محبوس می‌شود. در یک ساختار تنگ‌چین^(۱)، اتم‌های بلور در راستای کانال محوری، به صورت ریسمان‌هایی با پتانسیل پیوسته توصیف می‌شوند. این پتانسیل پیوسته چنین بیان می‌شود [۱۳]

$$U(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left[\left(\frac{C \cdot a}{r} \right)^2 + 1 \right] \quad (3)$$

که در آن، r فاصله‌ی یون از ریسمان‌های اتمی، C مقداری ثابت و برابر با $\sqrt{3}$ ، a فاصله‌ی پوششی توماس-فرمی^(۲)، d فاصله‌ی بین اتم‌ها در ریسمان‌های اتمی و Z_1 و Z_2 به ترتیب، عدد اتمی ذره‌ی فرودی و ماده‌ی هدف هستند. در جدول ۱ مقادارهای لازم برای محاسبه‌ی سد پتانسیل کانال و کسر منطقه‌ی باز کانال اشغال شده به وسیله‌ی اتم‌های بلوری آورده شده است.

پدیده‌ی کانال‌زنی، در اوایل دهه‌ی ۶۰ کشف شد. پس از آن تأثیر شبکه‌ی بلوری بر منحنی حرکت یون در داخل بلور تبدیل به ابزاری برای مطالعه‌ی ساختار بلور در منطقه‌ی نزدیک سطح جامدها شد [۱]. در آن سال‌ها لیندهارد در نظریه‌ی جامع خود با تعریف اتم‌ها به صورت ریسمان و صفحه‌های پیوسته، رفتار یک یون در داخل کانال بلوری را توصیف کرد و نشان داد که به دلیل کم‌تر بودن چگالی الکترونی در داخل کانال بلوری نسبت به حالت کاتوره‌ای، توان ایستاندگی کانال بلوری برای یون، کم‌تر از حالت کاتوره‌ای است [۲]. تاکنون نسبت توان ایستاندگی کانال محوری بلور به توان ایستاندگی کاتوره‌ای آن برای باریکه‌های مختلف در بلورهای متفاوت گزارش شده است [۳، ۴، ۵]. در این میان اندازه‌گیری توان ایستاندگی بر پایه‌ی تشدید هسته‌ای توجه بسیاری را به خود جلب کرده است. در این روش از قله‌ی تشدید هسته‌ای در طیف به عنوان یک نشان‌گر برای برد ذره در نمونه‌ی بلوری استفاده می‌شود [۶، ۷، ۸]. در مورد باریکه‌ی پروتون در راستای کانال محوری بلور سیلیکون، نیز از این روش استفاده شده و با کمک آن، نسبت توان ایستاندگی کانال محوری بلور به حالت کاتوره‌ای α و نیم-مسافت کانال‌زنی λ اندازه‌گیری شده است [۹، ۱۰، ۱۱، ۱۲]. از آن‌جا که کیفیت بلور و شرایط آزمایش بر این کمیت‌ها تأثیر گذارند، داده‌های گزارش شده فاقد ارزش مقایسه‌ای هستند. در این مقاله از یک بلور سیلیکون با جهت‌گیری $\langle 100 \rangle$ استفاده شد و با استفاده از شبیه‌سازی طیف‌های کانالی پس‌پراکندگی رادرفورد در بازه‌ی انرژی ۱۸۰۰ تا ۲۲۰۰ keV، نسبت توان ایستاندگی کانال محوری بلور به حالت کاتوره‌ای برای پروتون و نیم-مسافت کانال‌زنی پروتون در راستای کانال محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ اندازه‌گیری شد. در شبیه‌سازی طیف‌ها فرض شد که فرایند فرار ذرات از کانال از یک رفتار نمایی برخوردار است. در نهایت اثر سد پتانسیل کانال و محدوده‌ی باز کانال بر نسبت توان ایستاندگی کانال محوری بلور به حالت کاتوره‌ای و نیم-مسافت کانال‌زنی مورد بررسی قرار گرفت.

۲. مبانی نظری

کانال‌های محوری در بلور با ردیف‌های اتمی تعریف می‌شوند [۱۳]. از آن‌جا که اتم‌ها در راستای کانال‌های محوری به صورت



با توجه به معادله‌ی ۵، انرژی عرضی ذره بستگی به زاویه‌ی ورودی آن نسبت به راستای کانال و پتانسیل کولنی اتم‌های شبکه، که تابعی از فاصله‌ی بین ذره و اتم‌های شبکه است، دارد. بنابراین، ذرات با توجه به مکان و زاویه‌ی ورودشان به کانال، دارای انرژی عرضی متفاوتی هستند. این ذرات پس از این که مسافتی را در درون کانال طی کرده و انرژی عرضی لازم برای فرار از کانال را به دست آوردند، در راستای کاتوره‌ای قرار می‌گیرند. در نهایت، در هندسه‌ی پس‌پراکنندگی، انرژی ذراتی که در اثر برخورد با هسته‌ی یکی از اتم‌های نمونه پس‌پراکنده شده و از نمونه در زاویه‌ی معین خارج می‌شوند، برای بررسی اثر کانال‌زنی مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

۳. آزمایش‌ها

آزمایش‌ها با استفاده از شتاب‌دهنده‌ی واندوگراف انجام شد. محفظه‌ی پراکنندگی، مجهز به زاویه‌یاب و با قابلیت چرخش در سه محور بود. دقت چرخش در هر سه محور در حدود ۰/۰۱ درجه (۱۸/۰) درجه برای زاویه‌ی θ ، ۰/۰۰۷ درجه برای زاویه‌ی ۷ و ۱۲/۰ درجه برای زاویه‌ی φ بود. در نتیجه این امکان فراهم می‌آمد که نمونه طوری تنظیم شود که باریکه درست در راستای کانال بلوری وارد شود. در شکل ۱ نگره‌دارنده‌ی نمونه و محورهای چرخش نشان داده شده است. آشکارساز در زاویه‌ی ۱۶۵ درجه نسبت به راستای باریکه‌ی فرودی قرار داشت. نمونه‌ی مورد آزمایش ویفر سیلیکون $\langle 100 \rangle$ بود.

برای پیدا کردن کانال، از باریکه‌ی هلیم استفاده شد. ابتدا نمونه، به طور تقریبی به صورت عمود بر راستای باریکه‌ی فرودی قرار داده شد. سپس در راستای θ ، نمونه با گام ۰/۴ درجه چرخانده و در هر گام تعداد ذرات پس‌پراکنده شده اندازه‌گیری شد. با استفاده از کاهش بهره‌ی ذرات پس‌پراکنده شده از نمونه هنگامی که باریکه در راستای کانال صفحه‌ای و یا محوری قرار گرفت، مکان صفحه‌های بلوری به دست آمد [۱۵]. شکل ۲ نمایی از پویش زاویه‌ای در راستای θ را نشان می‌دهد.

جدول ۱. داده‌های لازم برای محاسبه‌ی سد پتانسیل کانال و کسر منطقی باز کانال اشغال شده به وسیله‌ی اتم‌های بلوری [۹]

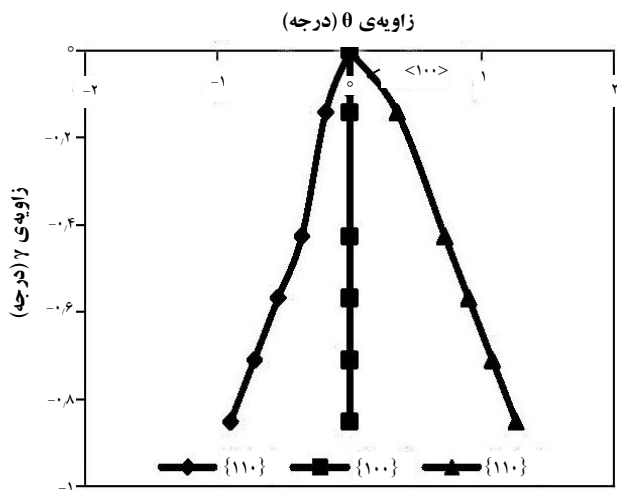
مقدار	کمیت
۰/۰۷۵	$u_1(\text{\AA})$
۱۴/۴	$e^*(\text{eV} \cdot \text{\AA})$
۰/۱۸	$a(\text{\AA})$
۰/۰۵	$N(\text{\AA}^{-2})$
$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
۵/۴۳	۳/۸۴
	$d(\text{\AA})$

انرژی عرضی^(۳) ذره‌ی راستا گرفته، در طول مسیرش در درون کانال به دلیل پراکنندگی‌های چندگانه از الکترون‌ها و هسته‌های اتم‌های شبکه‌ی بلوری افزایش می‌یابد. در نتیجه ذره، انرژی لازم برای فرار از سد پتانسیل کانال را به دست آورده و از کانال فرار می‌کند. رابطه‌ی انرژی عرضی ذره چنین نوشته می‌شود [۱۳، ۱۴]

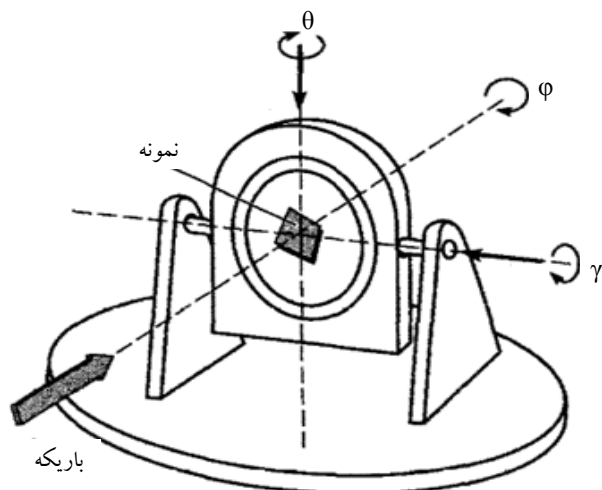
$$E_T = E\psi^2 + U(r) \quad (4)$$

که در آن، E_T انرژی عرضی ذره یا همان انرژی ذره در صفحه‌ی عمود بر راستای حرکت ذره، E انرژی ذره در راستای حرکت آن در داخل کانال و ψ زاویه‌ای است که ذره به هنگام ورود به کانال با راستای کانال می‌سازد. زمانی که انرژی عرضی ذره از نظر مقدار با پتانسیلی که ذره را در داخل کانال محبوس می‌کند، قابل مقایسه می‌شود، ذره به ریسمان‌های اتمی بیش از اندازه نزدیک شده و تقریب پیوستگی دیگر برقرار نمی‌ماند. در این شرایط، ذره تک‌تک اتم‌ها در ریسمان‌های اتمی را می‌بیند و برخورد تکی اتم-یون برجسته‌ترین فرایندی است که انجام می‌شود. برای این که تقریب پیوستگی همواره برقرار بماند باید فاصله‌ی ذره از ریسمان‌های اتمی از یک مقدار معینی کوچک‌تر نباشد. کم‌ترین فاصله‌ی نزدیکی ذره به اتم، فاصله‌ی بحرانی $r_c = \rho$ تعریف شده با زاویه‌ی بحرانی Ψ_c است. با توجه به رابطه‌ی انرژی عرضی، داریم

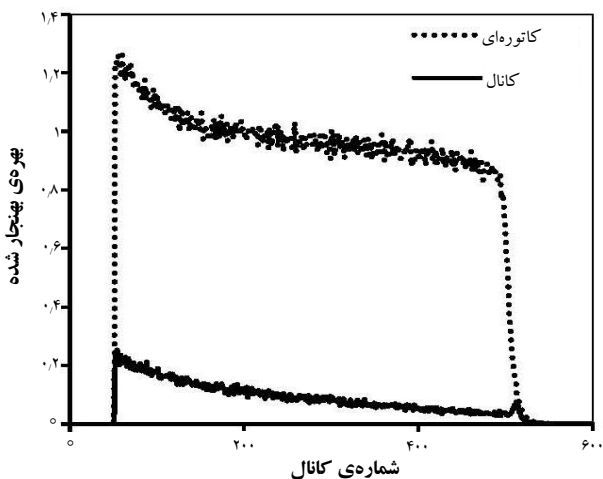
$$E\psi_c^2 = U(r_c) \quad (5)$$



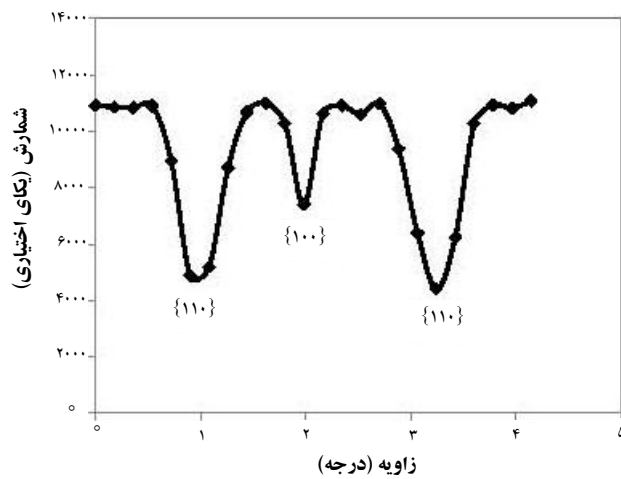
شکل ۳. چگونگی نزدیک شدن مکان سه کانال صفحه‌ای و تعیین مکان کانال اصلی بلور سیلیکون.



شکل ۱. طرح‌واره‌ی صفحه‌ی نگه‌دارنده‌ی نمونه و محورهای چرخش در سه راستا.



شکل ۴. طیف پس‌پراکنده‌ی رادرفورد باریکه‌ی هلیم از بلور سیلیکون در راستای کاتوره‌ای و در راستای کانال $\langle 100 \rangle$.

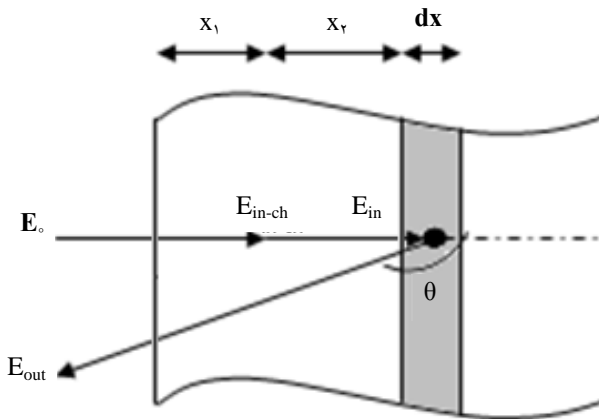


شکل ۲. پویش زاویه‌ای در راستای θ برای بلور سیلیکون با جهت‌گیری $\langle 100 \rangle$ (خطای اندازه‌گیری تجربی کم‌تر از اندازه‌ی نقطه‌ها است).

برای یافتن مکان کانال محوری $\langle 110 \rangle$، نمونه ۴۵ درجه در راستای θ چرخانده شد. مکان صفحه‌های بلوری همانند حالت قبل پیدا شده، سپس با چرخاندن نمونه در دو راستای φ و γ سعی شد با نزدیک کردن کانال‌های صفحه‌ای به یک‌دیگر، کانال $\langle 110 \rangle$ بلور سیلیکون پیدا شود.

پس از تعیین مکان محورهای بلوری به وسیله‌ی باریکه‌ی هلیم، با تغییر باریکه به پروتون، طیف‌های پس‌پراکنده‌ی رادرفورد نظیر راستاهای کانال‌های محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ در بازه‌ی انرژی ۱۸۰۰ تا ۲۲۰۰ keV، به دست آمد. طیف‌های پس‌پراکنده‌ی رادرفورد نظیر راستای کاتوره‌ای با چرخش نمونه به اندازه‌ی ۳ درجه از حالت کانالی به دست آمد.

پس از یافتن مکان دسته صفحه‌های $\langle 110 \rangle$ و $\langle 100 \rangle$، برای پیدا کردن مکان کانال محوری $\langle 100 \rangle$، نمونه با گام ۰/۱۴ درجه در راستای γ چرخانده شد. در این حالت مشاهده شد که سه کانال صفحه‌ای رفته رفته به یک‌دیگر نزدیک می‌شوند. مکانی که این سه محور به یک‌دیگر رسیدند مکان محور $\langle 100 \rangle$ بود. نحوه‌ی یافتن کانال محوری $\langle 100 \rangle$ با دنبال کردن مسیر دسته صفحه‌های $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ در شکل ۳ نشان داده شده است. در شکل ۴ طیف پس‌پراکنده‌ی رادرفورد باریکه‌ی هلیم از بلور سیلیکون در راستای کانالی $\langle 100 \rangle$ بهنجار شده با راستای کاتوره‌ای نشان داده شده است.



شکل ۵. طرح‌واره‌ی پدیده‌ی کانال‌زنی برای شبیه‌سازی طیف در راستای کانال محوری بلور.

که در آن، N_0 تعداد ذرات اولیه‌ی وارد شده به کانال و $N(x)$ تعداد ذراتی است که در فاصله‌ی x در خارج از کانال یافت می‌شوند. λ پارامتر مستقل از انرژی ذره است که نیم-مسافت کانال‌زنی یعنی، فاصله‌ای را که طی آن ذرات درون کانال به نصف تعداد اولیه‌شان می‌رسند، تعریف می‌کند.

لذا، تعداد ذراتی که در فاصله‌ی x و $x+dx$ از کانال فرار می‌کنند، این است

$$dN_{\text{dech}} = \left(\frac{dN}{dx} \right) dx = \left(\frac{N_0}{\lambda} e^{-x/\lambda} \right) dx \quad (9)$$

انرژی ذراتی که در فاصله‌ی x_1 از کانال خارج شده و مسافت x_2 را در مسیر کاتوره‌ای طی می‌کنند، این است

$$E_{\text{in}} = E_{\text{in-ch}} - \int_{x_0}^{x_2} (dE/dx) dx \quad (10)$$

در نهایت ذراتی که در مسیر کاتوره‌ای حرکت می‌کنند در برخورد با هسته‌ی یکی از اتم‌های نمونه پس‌پراکنده شده و از نمونه خارج می‌شوند. انرژی ذراتی که در زاویه‌ی 165° درجه پس‌پراکنده شده و آشکارسازی می‌شوند برابر است با

$$E_{\text{out}} = KE_{\text{in}} - \int_{\cos\theta}^x (dE/dx) dx \quad (11)$$

۴. روش محاسبه

برای اندازه‌گیری توان ایستاندگی کانال محوری بلور سیلیکون برای پروتون، برنامه‌ای در محیط ++C نوشته شد که می‌توانست طیف پس‌پراکندگی رادرفورد نظیر راستاهای کانالی را شبیه‌سازی کند. با توجه به این که نسبت توان ایستاندگی کانال محوری بلور به توان ایستاندگی راستای کاتوره‌ای برای پروتون و هم‌چنین مسافت متوسط طی شده به وسیله‌ی ذرات در کانال، در شکل طیف پس‌پراکندگی رادرفورد نقش تعیین‌کننده دارند، این دو کمیت، با استفاده از انطباق طیف‌های شبیه‌سازی شده و طیف‌های تجربی ثبت شده در آزمایشگاه محاسبه شدند.

بلور سیلیکون استفاده شده برای شبیه‌سازی در شکل ۵ به طور طرح‌وار نشان داده شده است. همان‌طور که از شکل ۵ پیدا است، ابتدا باریکه با انرژی E_0 وارد کانال محوری بلور شده و مسیر x_1 را در راستای کانال طی می‌کند. باریکه‌ی فرودی در طول مسیر خود در درون کانال با الکترون‌های اتم‌های نمونه برخورد کرده و انرژی از دست می‌دهد. باید توجه داشت که توان ایستاندگی کانال محوری بلور کم‌تر از راستای کاتوره‌ای است؛ در نتیجه ذره، درون کانال مسافت بیشتری را طی می‌کند. با توجه به رابطه‌ی بین برد ذره و توان ایستاندگی برای آن،

$$R = \int (dx/dE) dE \quad (6)$$

در حالت کانال محوری با در نظر گرفتن معادله‌ی ۱، برد ذره در راستای کانال، برابر $\frac{1}{\alpha}$ بُرد آن در راستای کاتوره‌ای است.

انرژی ذره‌ای که مسافت x_1 را درون کانال طی کرده است، چنین محاسبه می‌شود

$$E_{\text{in-ch}} = E_0 - \int_0^{x_1} \alpha \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (7)$$

در این‌جا فرض شده است که ذره در ادامه از کانال فرار کرده، در مسیر کاتوره‌ای قرار می‌گیرد و فرایند فرار از کانال رفتار نمایی دارد [۹]

$$N(x) = N_0 (1 - e^{-x/\lambda}) \quad (8)$$



که در آن، $x = x_1 + x_2$ و K ضریب حرکت شناختی است

$$K = \left(\frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_1^2 - M_1^2 (\sin \theta)^2}}{M_1 + M_2} \right)^2 \quad (12)$$

M_1 و M_2 به ترتیب، جرم ذره تابشی و هدف و θ زاویه‌ی پس‌پراکندگی است.

تعداد ذرات آشکارسازی شده به ازای N_{inc} ذره‌ی تابشی این است

$$dN_{det} = N_{inc} (d\sigma / d\Omega) \cdot N_{target} \cdot \Delta\Omega \cdot dN_{dech} \quad (13)$$

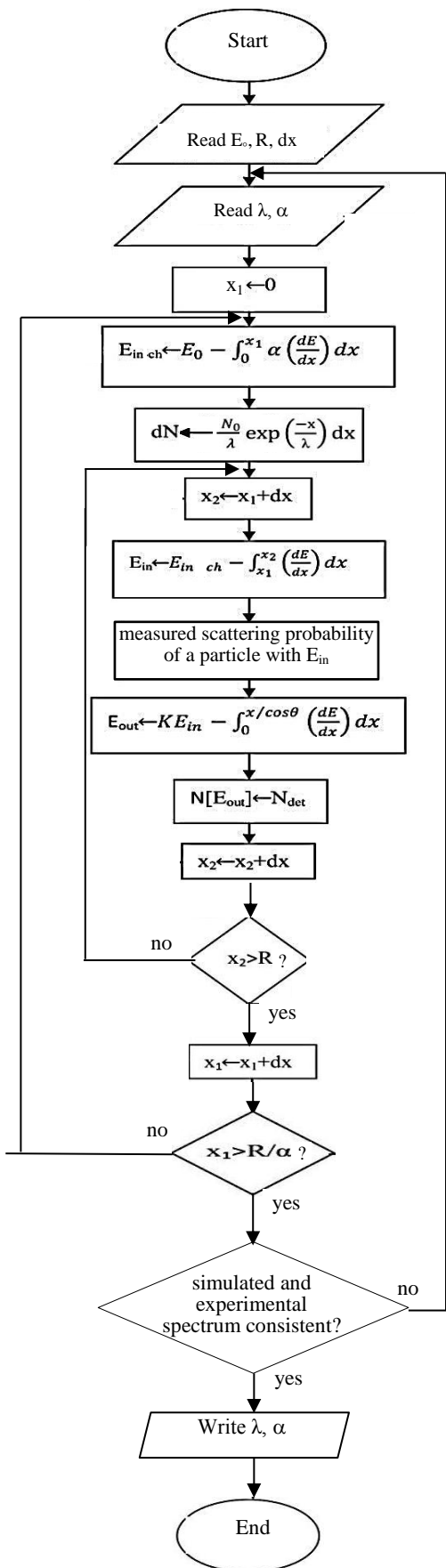
$$N_{target} = \frac{\rho}{A} N_A \frac{dx}{dE} dE$$

که در آن، N_A عدد آووگادرو، A و ρ ، به ترتیب، عدد جرمی و چگالی ماده‌ی هدف است.

برای در نظر گرفتن پراکندگی‌های چندگانه و پهن‌شدگی باریکه‌ی یونی در درون نمونه، سطح مقطع پس‌پراکندگی از داده‌های تجربی طیف پس‌پراکندگی رادرفورد در راستای کاتوره‌ای محاسبه شد.

برای به دست آوردن سطح مقطع به صورت تجربی ابتدا نمونه به قطعه‌هایی به ضخامت $dx = 0.5 \mu m$ تقسیم شد. سپس فرض شد که ذره مسافت x را در راستای کاتوره‌ای در داخل نمونه به صورت مستقیم طی کرده و وارد قطعه‌ای به ضخامت dx می‌شود. انرژی ذره در ابتدا و انتهای قطعه $E_{x,in}$ و $E_{x+dx,in}$ محاسبه شد. آن‌گاه فرض شد که ذره در همان قطعه با یک هسته‌ی اتمی برخورد کرده، مقداری از انرژی خود را از دست داده، پس‌پراکنده شده و از نمونه خارج می‌شود. مقدار انرژی‌ای که ذره در اثر برخورد از دست می‌دهد، برای ذره‌ای که در ابتدا و انتهای قطعه قرار دارد یعنی $E_{x,out}$ و $E_{x+dx,out}$ محاسبه شد. آن‌گاه با توجه به طیف تجربی در راستای کاتوره‌ای، تعداد ذرات آشکارسازی شده در بازه‌ی انرژی $E_{x,out}$ و $E_{x+dx,out}$ به عنوان سطح مقطع پس‌پراکندگی تجربی برای ذره‌ای با انرژی $E_{x,in}$ که در زاویه‌ی 165° درجه پس‌پراکنده می‌شود، در نظر گرفته شد [9].

الگوریتم برنامه‌ی شبیه‌سازی طیف پس‌پراکندگی رادرفورد نظیر راستای کانال محوری بلور در شکل ۶ نشان داده شده است.

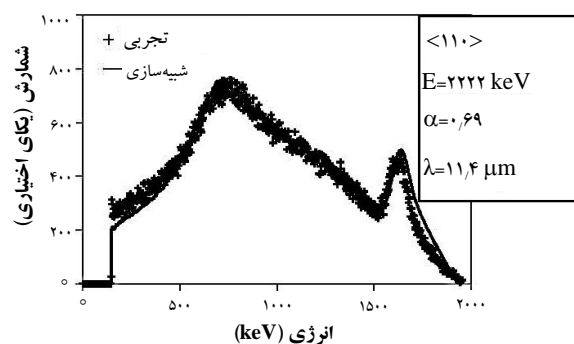
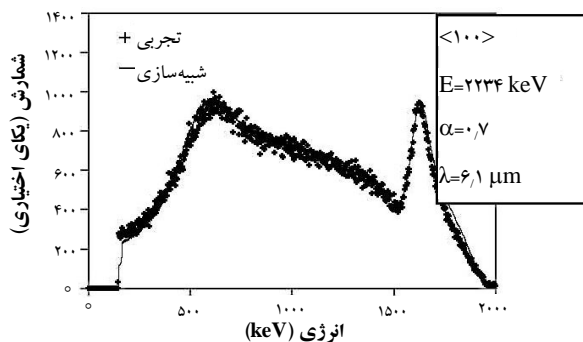
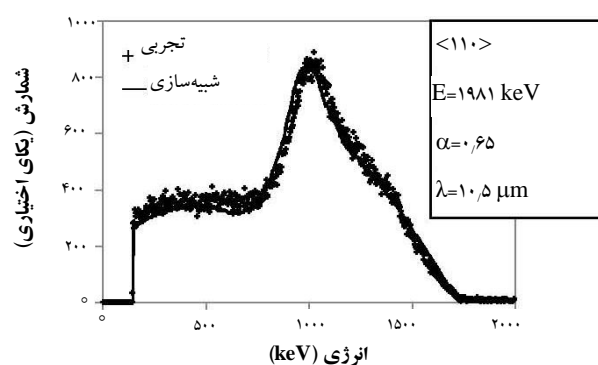
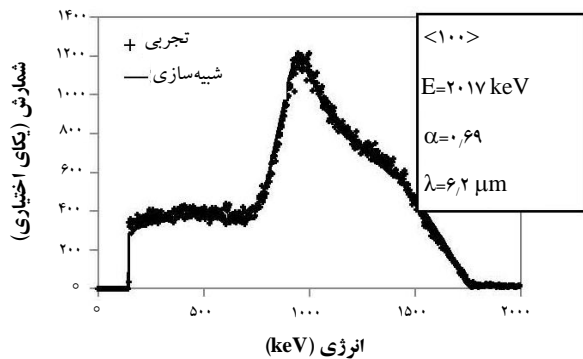
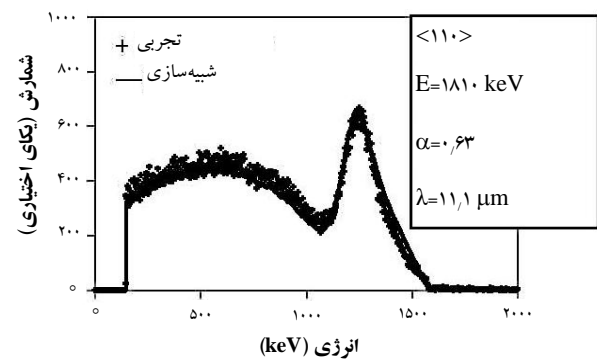
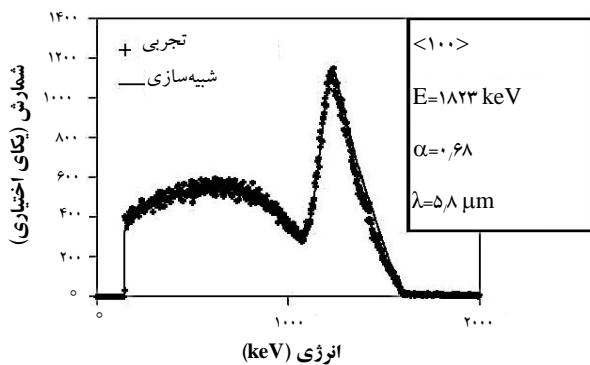


شکل ۶. الگوریتم شبیه‌سازی طیف پس‌پراکندگی رادرفورد نظیر راستای کانال محوری.

۵. نتایج و بحث

کمیت‌های α و λ از برازش طیف شبیه‌سازی شده با طیف تجربی به دست می‌آیند، این قله‌های تشدید در طیف‌های پس‌پراکنده‌گی همانند یک نشان‌گر عمل می‌کنند و سبب افزایش دقت در تعیین این کمیت‌ها می‌شوند. همان‌طور که از شکل ۷ پیدا است، قله‌ی تشدید نظیر انرژی 1.67 MeV در طیف باریکه‌ی پروتون به انرژی 180.0 keV دیده می‌شود. پهنای این قله در طیف باریکه‌ی پروتون به انرژی 2000 keV بیش‌تر می‌شود. در طیف باریکه‌ی پروتون به انرژی 2200 keV قله‌ی تشدید متناظر با انرژی 2.09 MeV به صورت یک قله‌ی کاملاً تیز مشاهده می‌شود در صورتی که قله‌ی تشدید متناظر با انرژی 1.67 MeV بسیار پهن است. انرژی هر ذره و مقدار محاسبه شده‌ی دو کمیت α و λ در کنار هر طیف در شکل ۷ برچسب گذاری شده است. نتایج اندازه‌گیری شده برای کانال‌های محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ در جدول‌های ۲ و ۳ آورده شده است.

برای شبیه‌سازی طیف‌های پس‌پراکنده‌گی نظیر کانال‌های محوری در هر انرژی ابتدا با استفاده از برنامه‌ی شبیه‌سازی SIMNRA [۱۶] انرژی دقیق طیف‌های کاتوره‌ای مربوط به هر کانال محاسبه و سپس با استفاده از برنامه‌ی SRIM [۱۷] برد ذره در این انرژی تعیین شد. آن‌گاه با استفاده از این دو مقدار، طیف‌های پس‌پراکنده‌گی کانال‌های محوری براساس معادله‌های بخش ۴، شبیه‌سازی شدند. در نهایت از برازش طیف‌های شبیه‌سازی شده با طیف‌های تجربی، دو کمیت α و λ تعیین شد. در شکل ۷ طیف‌های شبیه‌سازی شده و تجربی نظیر راستاهای کانال‌های محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ ، در سه انرژی 1800 ، 2000 ، و 2200 keV نشان داده شده است. برای واکنش $^{28}\text{Si}(p, p)^{28}\text{Si}$ دو قله‌ی تشدید در انرژی‌های 1.67 و 2.09 MeV دیده می‌شود که ناشی از تشکیل هسته‌ی مرکب ^{29}P است [۱۰]. با توجه به این که



شکل ۷. طیف‌های شبیه‌سازی شده و تجربی پس‌پراکنده‌گی رادرفورد پروتون در بازه‌ی انرژی 1800 تا 2200 keV از هسته‌های اتم‌های بلور سیلیکون در راستاهای کانال‌های محوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$.

**جدول ۲.** مقدارهای اندازه‌گیری شده α برای باریکه‌ی پروتون در راستاهای کانال‌های محوری $\langle 110 \rangle$ و $\langle 100 \rangle$ بلور سیلیکون

کانال محوری	α			میانگین α	سایر مرجع‌ها
	۱۸۰۰ keV	۲۰۰۰ keV	۲۲۰۰ keV		
$\langle 110 \rangle$	۰,۶۳	۰,۶۵	۰,۶۹	۰,۶۶±۰,۰۳	[۱۱] ۰,۶۵±۰,۰۲
$\langle 100 \rangle$	۰,۶۸	۰,۶۹	۰,۷	۰,۶۹±۰,۰۱	[۹] ۰,۶۹±۰,۰۱

جدول ۳. مقدارهای اندازه‌گیری شده λ برای باریکه‌ی پروتون در راستاهای کانال‌های محوری $\langle 110 \rangle$ و $\langle 100 \rangle$ بلور سیلیکون

کانال محوری	λ (μm)			میانگین λ	سایر مرجع‌ها
	۱۸۰۰ keV	۲۰۰۰ keV	۲۲۰۰ keV		
$\langle 110 \rangle$	۱۱,۱	۱۰,۵	۱۱,۴	۱۱±۰,۵	[۱۱] ۱۲,۱۹±۰,۱
$\langle 100 \rangle$	۵,۸	۶,۲	۶,۱	۶,۰۳±۰,۲۳	[۹] ۹,۵۴±۰,۲۴

مقدار سد پتانسیل و کسر اشغال شده‌ی منطقه‌ی باز کانال به وسیله‌ی اتم‌های بلوری در راستای کانال‌های بلوری $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ در جدول ۴ نشان داده شده است.

بر اساس معادله‌ی ۳، سد پتانسیل در کانال محوری، با فاصله‌ی d اتم‌ها نسبت عکس دارد. فاصله‌ی اتم‌ها در راستای محور بلوری $\langle 100 \rangle$ با ثابت شبکه‌ی بلور سیلیکون برابر و در راستای محور بلوری $\langle 110 \rangle$ ، $(1/\sqrt{2})$ برابر آن است. در نتیجه با توجه به معادله‌ی ۳ پتانسیلی که ذره در داخل کانال $\langle 110 \rangle$ حس می‌کند بزرگ‌تر از کانال $\langle 100 \rangle$ است. لذا، ذره در کانال محوری $\langle 110 \rangle$ نسبت به کانال $\langle 100 \rangle$ باید بر سد پتانسیل بزرگ‌تری فایق آید تا بتواند از آن فرار کند؛ بنابراین، به انرژی عرضی بزرگ‌تری نیاز دارد. با توجه به این که انرژی عرضی ذرات به تدریج که در کانال پیش می‌روند، به دلیل پراکندگی‌های چندگانه، بزرگ‌تر و بزرگ‌تر می‌شود، ذره در این کانال دارای مقدار λ بزرگ‌تری است.

در ارتباط با α نیز هر چه پتانسیل بزرگ‌تر باشد، نیروی کولنی بیش‌تری به ذرات وارد و در نتیجه ذرات از ریسمان‌های اتمی فاصله گرفته و در محدوده‌ی باز کانال بیش‌تر حرکت می‌کنند. از این‌رو، در این حالت، میزان برخورد ذرات با الکترون‌های اتمی کاهش یافته و ذرات انرژی کم‌تری را در طول مسیرشان در درون کانال به جا می‌گذارند.

بر اساس اطلاعات جدول‌های ۲، ۳، مقدارهای اندازه‌گیری شده‌ی α در این مقاله با مقدارهای پیش از این گزارش شده [۹]، [۱۱] هم‌خوانی دارد. باید توجه داشت با این که مقدارهای α و λ به نحوی با یک‌دیگر مرتبط هستند، اما می‌توان فرض کرد که مقدار α برای هر باریکه، تنها به ویژگی‌های کانال بلور بستگی دارد [۱۰]. در نتیجه، انتظار می‌رود که مقدارهای به دست آمده با مقدارهای پیش از این گزارش شده هم‌خوانی داشته باشد. اما کمیت λ نه تنها به کیفیت کانال‌های بلوری، حساس است و کاستی‌ها و جابه‌جایی‌های شبکه بر مقدار آن تأثیر گذارند، شرایط آزمایش از جمله واگرایی باریکه، میزان خلأ محفظه‌ی آزمایش و ... نیز در مقدار آن نقش دارند [۱۸]. بنابراین، اختلاف مقدارهای گزارش شده λ برای راستاهای کانالی $\langle 100 \rangle$ و $\langle 110 \rangle$ [۹]، [۱۱] و مقدار به دست آمده در این مقاله دور از ذهن نیست.

لازم به ذکر است که در مطالعه‌های پیشین برای به دست آوردن مقدارهای α و λ در دو راستای کانالی، از دو بلور سیلیکون با راستای برش مختلف استفاده شده است، در حالی که در این مطالعه، از یک تک بلور سیلیکون برش داده شده در راستای $\langle 100 \rangle$ استفاده شده و راستای کانالی $\langle 110 \rangle$ با چرخاندن آن در راستای باریکه‌ی فرودی اندازه‌گیری شده است. در نتیجه، این امر مقدارهای اندازه‌گیری شده‌ی دو کمیت α و λ در راستاهای محوری را مقایسه پذیر می‌سازد.



بزرگ‌تر باشد ذرات جهت یافته، در محدوده‌ی باز کانال بیش‌تر محبوس شده و کم‌تر می‌توانند به ریسمان‌های اتمی نزدیک شوند. در نتیجه احتمال پراکندگی چندگانه کاهش یافته و ذرات با آهنگ کم‌تری انرژی لازم برای فرار از کانال را کسب کرده و مسافت بیش‌تری را در درون کانال طی می‌کنند، تا تعداد آن‌ها به نصف مقدار اولیه‌ی خود برسد. از سوی دیگر به دلیل این که ذرات نمی‌توانند به اتم‌های شبکه بیش از اندازه نزدیک شوند، پس برخورد کم‌تری بین آن‌ها و ابر الکترونی اتم‌ها انجام می‌شود و در نتیجه توان ایستاندگی در راستای کانالی که سد پتانسیل بزرگ‌تری دارد پایین‌تر است.

پی‌نوشت‌ها

1. Close-packed structure
2. Thomas-fermi screening distance
3. Transverse energy

جدول ۴. سد پتانسیل کانال و کسر اشغال شده‌ی محدوده‌ی باز کانال به وسیله‌ی ریسمان‌های اتمی

راستای کانال محوری	سد پتانسیل (eV)	χ_{min}
<۱۱۰>	۲۳۷،۴۳	۰،۰۰۶۸
<۱۰۰>	۱۶۷،۸۹	۰،۰۰۹۶

دیگر عامل محدودکننده‌ی غیر از پتانسیل در داخل کانال، که بر روی دو کمیت α و λ تأثیر می‌گذارد، محدوده‌ی باز کانال است. هر اندازه محدوده‌ی باز کانال بزرگ‌تر باشد، ذرات یونی می‌توانند در محدوده‌ی باز کانال که به همان اندازه دورتر از ابر الکترونی اتم‌های ریسمان‌های اتمی است، حرکت کنند. در نتیجه، توان ایستاندگی کاهش می‌یابد. هم‌چنین امکان پراکندگی‌های چندگانه و به دنبال آن، دست یافتن به انرژی عرضی مورد نیاز برای فرار از کانال کاهش می‌یابد. با توجه به جدول ۴، کانال محوری <۱۱۰> دارای محدوده‌ی کانالی باز بزرگ‌تر از کانال محوری <۱۰۰> است، در نتیجه، کانال <۱۱۰> توان ایستاندگی کوچک‌تری و نیم-مسافت کانال‌زنی بزرگ‌تری نسبت به کانال <۱۰۰> دارد.

۶. نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از یک بلور سیلیکون برش داده شده در راستای کانال محوری <۱۰۰>، توان ایستاندگی و نیم-مسافت کانال‌زنی برای پروتون در بلور سیلیکون در راستاهای کانال‌های محوری <۱۰۰> و <۱۱۰> از طریق شبیه‌سازی طیف‌های پس‌پراکندگی رادرفورد در بازه‌ی انرژی ۱۸۰۰ تا ۲۲۰۰ keV با فرض نمایی بودن فرایند فرار ذره از کانال اندازه‌گیری شد. مقادیرهای به دست آمده برای این دو کمیت در راستاهای مختلف، براساس اندازه‌ی سد پتانسیل و منطقه‌ی باز کانال‌ها با توجه به این که اندازه‌گیری با همان بلور سیلیکون و در شرایط آزمایشی یکسان انجام شده با یک‌دیگر مقایسه شدند. نشان داده شد که هر چه منطقه‌ی باز کانال بزرگ‌تر باشد یون‌ها در فاصله دورتری از ابر الکترونی اتم‌های شبکه حرکت می‌کنند و به دلیل برخورد کم‌تر، توان ایستاندگی برای آن‌ها کوچک‌تر و فرایند فرار آن‌ها از کانال آرام‌تر است. در نتیجه، برای این که تعداد آن‌ها به نصف مقدار اولیه‌ی خود برسد، مسافت بیش‌تری را باید طی کنند. هم‌چنین نشان داده شد که هر چه سد پتانسیل کانال



- [1] A. Carnera, A. Drigo, High precision structural measurements on thin epitaxial layers by means of ion-channeling, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 44 (1990) 357-366.
- [2] J. Lindhard, Influence of crystal lattice on motion of energetic charged particles, Munksgaard, (1965).
- [3] K. Dettmann, M.T. Robinson, Stopping power of fast protons under channeling conditions, *Phys. Rev. B*, 10 (1974) 1.
- [4] M. Kitagawa, Y.H. Ohtsuki, Quantum-mechanical treatment of the abnormal stopping power for channeling, *Phys. Rev. B*, 5 (1972) 3418-3421.
- [5] L. Shao, Y.Q. Wang, M. Nastasi, J.W. Mayer, Measurements of the stopping powers of He ions incident along the different channel axes and channel planes of Si, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 249 (2006) 51-54.
- [6] M. Vos, D.O. Boerma, P.J.M. Smulders, The relation between depth and energy in channeling experiments, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 30 (1988) 38-43.
- [7] M. Kokkoris, S. Kossionides, X. Aslanoglou, G. Kaliambakos, T. Paradellis, S. Harissopoulos, E. Gazis, R. Vlastou, C. Papadopoulos, R. Groetschel, A method for determining the stopping power of light ions in crystal channels in the back-scattering geometry, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 136 (1998) 137-140.
- [8] D. Hetherington, Measurements of the random and channeled stopping powers for He ions in InP, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 115 (1996) 319-322.
- [9] X.A. Aslanoglou, P.A. Assimakopoulos, M. Kokkoris, E. Kossionides, Simulations of channeling spectra in the system $p+^{28}\text{Si}$, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 140 (1998) 294-302.
- [10] X.A. Aslanoglou, A. Karydas, M. Kokkoris, E. Kossionides, T. Paradellis, G. Souliotis, R. Vlastou, Simulations and comparisons of channeling spectra in the $p+^{28}\text{Si}$ system in the back-scattering geometry, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 161 (2000) 524-527.
- [11] M. Kokkoris, G. Perdikakis, S. Kossionides, S. Petrovic, E. Simoen, On the dechanneling of protons in Si [110], *Eur. Phys. J. B*, 34 (2003) 257-263.
- [12] M. Kokkoris, S. Kossionides, R. Vlastou, X.A. Aslanoglou, R. Grötzschel, B. Nsouli, A. Kuznetsov, S. Petrovic, T. Paradellis, Determination of parameters for channeling of protons in SiC polytype crystals in the back-scattering geometry, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 184 (2001) 319-326.
- [13] R.C. Bird, J.S. Williams, Ion beams for materials analysis, Academic Press, Australia (1989).
- [14] Y. Wang, M. Nastasi, Handbook of modern ion beam materials analysis, *MRS BULLETIN*, 36 (2011).
- [15] E.A.A. Baghizadeh, RBS- channeling analysis as a powerful tool to study the crystal structure of materials, *J. of Nuclear Sci. and Tech*, 43 (2008) 1-12.
- [16] M. Mayer, SIMNRA: Simulation of RBS spectra, <http://www.rzg.mpg.de/~mam/>.
- [17] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM—the stopping and range of ions in matter (2010), *Nucl. Instr. and Meth. B*, 268 (2010) 1818-1823.
- [18] M. Kokkoris, R. Vlastou, X. Aslanoglou, E. Kossionides, R. Grötzschel, T. Paradellis, Determination of the stopping power of channeled protons in SiO_2 in the back-scattering geometry, *Nucl. Instr. and Meth. B*, 173 (2001) 411-416.